МИРЭА – Российский Технологический Университет

XXV Международная конференция

Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах

СБОРНИК ТРУДОВ

1 – 6 июля 2024 года

Москва

УДК 537.612.3

ББК 222.234

Си34

Си34 **Новое в магнетизме и магнитных материалах. Сборник трудов XXV Международной конференции 1 – 5 июля 2024 г. – Москва – 2024 – 1000 с.**

ISBN 978-5-4465-1869-2

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

МИРЭА – Российский технологический университет.
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет.
Подсекция «Физика магнитных пленок и малых частиц» секции «Магнетизм» Научного Совета РАН «Физика конденсированных сред».
Магнитное Общество России (МАГО).

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель: Сигов Александр Сергеевич
Заместитель председателя: Юрасов Алексей Николаевич
Члены Организационного комитета: Грановский Александр Борисович, Мишина Елена Дмитриевна, Перов Николай Сергеевич, Пятаков Александр Павлович, Фетисов Леонид Юрьевич, Гладышев Игорь Васильевич, Яшин Максим Михайлович.

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель: Пятаков Александр Павлович
Заместитель председателя: Юрасов Алексей Николаевич
Члены программного комитета:

Бебенин Н.Г.	Дровосеков А.Б.	Локк Э.Г.	Покатилов В.С.	Сухоруков Ю.П.
Белотелов В.И.	Звездин А.К	Лукашева Е.В.	Поляков П.А.	Усов Н.А.
Ведяев А.В.	Исхаков Р.С.	Любутин И.С.	Прудников В.Н.	Успенская Л.С.
Васильев А.Н.	Калинин Ю.Е.	Марченков В.В.	Розанов К.Н.	Устинов В.В.
Ганьшина Е.А.	Киселева Т.Ю.	Муртазаев А.К.	Родионова В.В.	Фраерман А.А.
Гареева З.В.	Кокшаров Ю.А.	Никитин С.А.	Рудой Ю.Г.	Фетисов Ю.К.
Гиппиус А.А.	Курляндская Г.В.	Овчинников С.Г.	Русаков В.С.	Шавров В.Г.
Глушков В.В.	Лилеев А.С.	Памятных Л.А.	Рыльков В.В.	Шалыгина Е.Е.
Губин С.П.	Логунов М.В.	Писарев Р.В.	Сапожников М.В.	Шапаева Т.Б.
			Смирнов Б.М.	

СЕКЦИИ КОНФЕРЕНЦИИ

1. Новые магнитные и родственные им материалы: синтез и физические свойства.
Преподавание по разделам «Магнетизм» и «Магнитные материалы» в высшей школе
Председатели: Перов Н.С., Прудников В.Н. и Родионова В.В.

2. Процессы намагничивания и перемагничивания
Председатели: Чеченин Н.Г. и Пятаков А.П.

3. Микромагнетизм и доменная структура
Председатели: Звездин К.А. и Пятаков А.П.

4. Динамические процессы в магнетиках
Председатель: Белотелов В.И.

5. Спиновый транспорт и кинетические эффекты в магнетиках.
Элементарные возбуждения и волновые процессы в магнетиках
Председатели: Грановский А.Б., Юрасов А.Н., Рыльков В.В.

6. Резонансные явления в магнетиках
Председатели: Дровосеков А.Б., Сырьев Н.Е., Мухин А.А.

7. Магнитные фазовые переходы и критические явления
Председатели: Муртазаев А.К. и Успенская Л.С.

8. Магнитные пленки и многослойные структуры
Председатели: Калинин Ю.Е. и Юрасов А.Н.

9. Магнитные наноструктуры. Малые магнитные частицы
Председатели: Сапожников М.В., Киселева Т.Ю. и Юрасов А.Н.

10. Магнитооптика и фотомагнетизм
Председатели: Шалыгина Е.Е., Шапаева Т.Б. и Ганьшина Е.А.

11а. Магнитоэлектрические явления в композитных структурах. Исследования и разработки в области мультиферроидных структур и нейроморфных систем.
Председатели: Фетисов Ю.К. и Фетисов Л.Ю.

11б. Магнитоэлектрические явления: кристаллы и однофазные материалы
Председатели: Пятаков А.П. и Гареева З.В.

12. Магнитоакустика и магнитоупругие взаимодействия
Председатели: Котов Л.Н. и Власов В.С.

Если хочешь, чтобы люди шли за тобой, иди за ними.
Лао Цзы

Илья Репин «Торжественное заседание государственного совета 7 мая 1901 года» (1904)

Пленарные доклады

УДК 538.955

Фазовые переходы в неупорядоченных моделях Поттса

Муртазаев А.К.

директор ДФИЦ РАН, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н.

Бабаев А.Б.

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт физики ДФИЦ РАН

Атаева Г.Я.

к.ф.-м.н., н.с., Институт физики ДФИЦ РАН

***Аннотация**. В рассматриваемой работе обсуждаются фазовые переходы и критические явления в спиновых решеточных моделях Поттса в различных режимах разбавления. Показано, что немагнитный беспорядок может привести к смене фазового перехода первого рода на фазовый переход второго рода. Анализируются результаты исследований влияния немагнитного беспорядка на макроскопические характеристики неупорядоченных систем.*

***Ключевые слова:** модель Поттса, фазовые переходы, трикритическая точка, гистограммный метод анализа данных*

Phase transitions in disordered Potts models

Murtazaev A.K.

Director, DFRC RAS,
Dr.Sc., Corresponding Member RAS

Babaev A.B.

Leading Researcher, Institute of Physics of the DFRC RAS

Ataeva G.Ya.

Researcher, Institute of Physics of the DFRC RAS

***Annotation.** In this paper we discuss phase transitions and critical phenomena in spin lattice Potts models in different dilution regimes. It is shown that non-magnetic disorder can lead to a change of the phase transition of the first-order to a phase transition of the second-order. The results of studies of the influence of nonmagnetic disorder on the macroscopic characteristics of disordered systems are analyzed.*

***Keywords:** Potts model, phase transitions, tricritical point, histogram method of data analysis*

Изучение влияния вмороженного беспорядка на фазовые переходы (ФП) и критическое поведение (КП) спиновых систем представляет собой один из наиболее актуальных задач физики конденсированных сред [1, 2]. Критерий Харриса [3] позволяет, используя критический индекс α для теплоемкости предсказать, в каких случаях примеси существенны для критического поведения, а в каких нет. Согласно этому критерию, слабый беспорядок

влияет на критическое поведение только в тех случаях, когда критический индекс теплоемкости положителен, $\alpha>0$. Справедливость этого критерия достаточно хорошо проверена для трехмерных спиновых систем, описываемых моделью Изинга. Критерий Харриса неприменим к двумерной модели Изинга в силу того, что $\alpha=0$. Детальное рассмотрение этого случая [4] позволило прийти к выводу, что влияние немагнитного беспорядка затрагивает только поведение теплоемкости, в то время как остальные термодинамические и корреляционные функции не изменяют своего критического поведения.

Для моделей Поттса при $q>2$ на различных двумерных и трехмерных решетках не имеется ни одного точного решения до сегодняшнего дня. Изучение магнитных и тепловых свойств этих моделей в различных режимах разбавления имеет важное фундаментальное и прикладное значение. Это связано с тем, что многие объекты и явления, наблюдаемые в физике конденсированных сред, в частности адсорбция инертных газов на адсорбентах типа графита, может описываться моделями решеточного газа Поттса [2].

В рассматриваемой работе обсуждаются ФП и КП в двумерных и трехмерных спиновых системах, описываемых моделями Изинга и Поттса в чистом и разбавленном режимах. Для анализа характера ФП и особенностей поведения тепловых характеристик вблизи температуры ФП $T_l(p)$ хорошо зарекомендовал гистограммный метод анализа данных полученных методом Монте-Карло (МК). Гистограммный анализ данных позволяет надежно определить не только концентрации спинов p при которых возможна смена ФП первого рода на ФП второго рода, но и минимальные размеры систем, при которых возможно правильно определить род ФП на основе МК данных. Поэтому нами проведен тщательный гистограммный анализ данных полученных методом МК при исследовании ФП в разбавленной модели Поттса для значений концентраций спинов p при которых возможна смена ФП первого рода на второй. В гистограммном анализе [2] данных вероятность обнаружения системы со значением энергии E и параметром порядка m определяется выражением:

$$\overline{P(E,m)} = \frac{1}{Z(K)} W(E,m) exp[-KE] , \qquad (1)$$

где $W(E,m)$ – число конфигураций с энергией E и параметром порядка m, и $Z(K)$ – функция распределения энергии всей системы, $K=|J|/k_BT$.

Гистограммный анализ данных проведенный для неупорядоченной модели Поттса с $q=5$ на простой кубической решетке при концентрации спинов $p=0.85$ приведен на рис. 1. Как видно из рис. 1 для зависимости вероятности P от энергии E для рассмотренной системы с линейным размером $L=80$ наблюдается бимодальность в распределении энергии. Аналогичная картина наблюдалась для этой модели и при концентрации спинов $p=1.0$ и 0.90 для $L=80$. Бимодальность в распределении энергии является важным признаком, свидетельствующим в пользу ФП первого рода.

Показано, что вмороженный беспорядок, реализованный в виде немагнитных примесей в ряде случаев может изменить ФП I рода на ФП II рода. В частности, для трехмерных моделей Поттса, для которых в однородном состоянии наблюдается ФП I рода, немагнитный беспорядок может привести к трикритической точке p_t. При этом в зависимости от значения концентрации спинов p возможны следующие сценарии ФП: для значений концентраций $p>p_t$ наблюдается ФП I рода, для $p\le p_t$ – ФП II рода (см. рис.2).

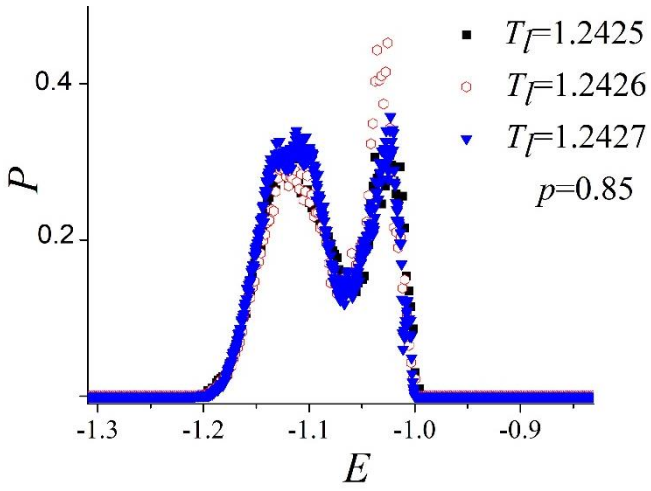


Рис. 1. Гистограмма распределения энергии для неупорядоченной модели Поттса с q=3 на простой кубической решетке при p=0.85.

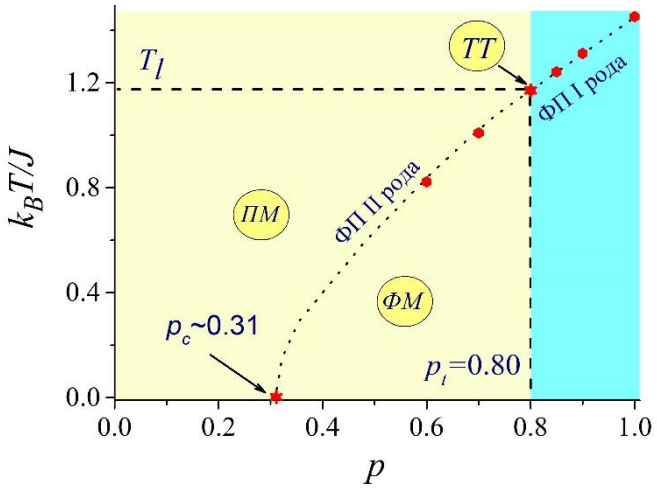


Рис. 2. Фазовая диаграмма неупорядоченной модели Поттса с q=3 на простой кубической решетке. ТТ – трикритическая точка, ФМ – ферромагнитная фаза, ПМ – парамагнитная фаза, p_c – порог спиновой перколяции, T_l – температура.

Отдельно проведена оценка значений трикритических точек p_t для трехмерных моделей Поттса в зависимости от числа состояний спина q. Анализируются результаты исследований влияния вмороженного беспорядка на макроскопические характеристики разбавленных решеточных систем. Показано, что вмороженный немагнитный беспорядок может в ряде случаев изменить и критическое поведение двумерных и трехмерных неупорядоченных моделей Поттса.

Список использованных источников:

1. Wu F.Y. Exactly Solved Models: A Journey in St. Mechanics. – London: World Scientific, 2009.
2. Муртазаев А.К., Бабаев А.Б. Вычислительная физика и проблемы фазовых переходов. – Москва: Физматлит, 2023.
3. Harris B.A. Effect of random defects on the critical behaviour of Ising models // J. Phys. C: Solide State Phys. - 1974. -V. 7. № 9. - P. 1671.
4. Доценко Вик.С. Критические явления в спиновых системах с беспорядком // УФН. – 1995. - Т. 165, № 5. С. 481.

УДК 291.19.39, 291.19.29, 291.19.19.33

Магнитные свойства и сверхпроводимость фаз железа и гидридов железа при сверхвысоких давлениях

Любутин И.С.

д.ф.-м.н., профессор, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, НИЦ «Курчатовский институт»

к.ф.-м.н. **Гаврилюк А.Г**.[2], к.ф.-м.н. **Троян И.А**.[1],

м.н.с. **Аксёнов С.Н**.[2], м.н.с. **Трунов Д.Н**.[2], к.ф.-м.н. **Миронович А.А**.[2],

м.н.с. **Любутина М.В.**[1], д.ф.-м.н., профессор **Стружкин В.В.**[3]

[2] Институт ядерных исследований РАН, 108840, Троицк, Москва, Россия

[3] Center for High Pressure Science and Technology Advanced Research, Shanghai, China

Аннотация. *Магнитные и электронные состояния железа в гексагональной плотноупакованной (ГПУ) ε-Fe фазе исследованы при сверхвысоких давлениях до 241 ГПа в диапазоне температур от 4 до 300 К, в том числе, и во внешних магнитных полях до 5 Тесла. Вопреки существующим теориям установлено, что во всей этой P-T области атомы железа в фазе ε-Fe находятся в немагнитном состоянии.При высоких давлениях до 216 ГПа и высоких температурах до 2000 К синтезированы несколько различных соединений железа с водородом FeHx с совершенно разными магнитными и электронными свойствами. Установлено, что при содержании водорода в пределах $x \leq 4$ образуются магнитные фазы с высокими значениями температуры Нееля. При $x \geq 5$ образуются фазы, обладающие сверхпроводимостью. Предполагается, что два соединения FeH_x с критическими температурами перехода в сверхпроводящее состояние $Tc \approx 25.0$ и 27.7 К (при давлениях 193 и 216 ГПа) относятся к теоретическими предсказанным структурам FeH_5 (пр. гр. I4/mmm) и FeH_6, (пр. гр. Cmmm или C2/c), соответственно.*

Ключевые слова: *фаза ε-Fe, полигидриды железа, магнетизм, сверхпроводимость, синтез, сверхвысокие давления, камеры с алмазными наковальнями, лазерный нагрев*

Magnetic properties and superconductivity of metalic iron and iron hydrides at ultrahigh pressures

Dr.Sc., professor **Lyubutin I.S.**[1], PhD **Gavriliuk A.G**.[1,2], PhD **Troyan I.A**.[1], jr **Aksenov S.N.**[2],

jr **Trunov D.N.**[2], PhD **Mironovich A.A.**[2], jr **Lyubutina M.V.**[1], Dr.Sc., professor **Struzhkin V.V**.[3]

[1] Shubnikov Institute of Crystallography, NRC «Kurchatov Institute», Moscow, 119333 Russia

[2] Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, 108840 Russia

[3] Center for High Pressure Science and Technology Advanced Research, Pudong, 201203 Shanghai, People's Republic of China

Annotation. *The magnetic and electronic states of iron in the hexagonal close-packed (hcp) ε-Fe phase were investigated at ultrahigh pressures up to 241 GPa in the temperature range from 4 to 300 K, including studies in external magnetic fields up to 5 Tesla. Contrary to existing theories, it has been established that throughout this entire P-T region, iron atoms in the ε-Fe phase are in a non-*

magnetic state. At high pressures up to 216 GPa and high temperatures up to 2000 K, several different iron-hydrogen compounds FeHx with completely different magnetic and electronic properties have been synthesized. It has been established that at a hydrogen content x ≤ 4, magnetic phases with high Néel temperatures are formed. At x ≥ 5, superconducting phases are formed. It is assumed that two FeHx compounds with critical transition temperatures to the superconducting state Tc ≈ 25.0 and 27.7 K (at pressures of 193 and 216 GPa) belong to the theoretically predicted structures FeH_5 (space group I4/mmm) and FeH_6, (space group Cmmm or C2/c), respectively.

Keywords: *ε-Fe phase, iron polyhydrides, magnetism, superconductivity, high pressures synthesis, diamond anvil cells, laser heating*

Железоодин – из самых распространенных элементов на нашей планете. Фундаментальные электронные, магнитные и структурные свойства железа чрезвычайно важны как для понимания строения сильно коррелированных электронных систем, так и для исследований свойств внутренних слоёв Земли. При атмосферном давлении исходное α-Fe имеет кубическую ОЦК структуру (пр. гр. *Im*-3*m*) и является ферромагнетиком с температурой Кюри около 1043 К. При комнатной температуре и давлении около 13 ГПа происходит структурный переход железа из α-Fe фазы в ГПУ фазу ε-Fe (пр. гр. *P*63/*mmc*). В фазе ε-Fe в диапазоне давлений 15-30 ГПа обнаружена сверхпроводимость и при температурах ниже 2 К [1]. Природа магнетизма в ε-Fe до сих пор неясна.

В данной работе магнитные и электронные состояния железа в ε-Fe фазе исследованы методом синхротронной мессбауэровской спектроскопии на ядрах Fe-57 (NFS) [2]. Измерения выполнены при сверхвысоких давлениях до P = 241 ГПа в диапазоне температур от 4 до 300 К, без приложения внешнего магнитного поля, а также в поле до 5 Тесла. Экспериментально установлено, что во всех P-T области ε-Fe фазе железа находится в немагнитном состоянии (см. фазовую диаграмму на Рис. 1). Предполагаемая теорией магнитная неустойчивость и квантовые спиновые флуктуации, которые могут быть стабилизированы внешним магнитным полем, не подтверждается нашими измерениями NFS спектров во внешнем магнитном поле. Теоретические работы предсказывают, что антиферромагнитное состояние имеют энергии меньше, чем немагнитное состояние. Тем не менее, AFM фаза не была обнаружена в мёссбауэровских экспериментах. На основе подходов Гуденафа [3] мы предположили, что при высоких давлениях коллективизированные *s*-, *p*- и *d*- электроны в ε-Fe фазе находятся в парамагнитном состоянии типа Паули, а локализованные *d*-электроны находятся в низкоспиновом диамагнитном состоянии. Это позволяет объяснить немагнитное состояние фазы ε- железа, наблюдаемое экспериментально.

При высоких давлениях до 160 ГПа и высоких температурах до 2000 К впервые синтезированы семь различных соединений железа с водородом FeHx с совершенно разными электронными и магнитными свойствами [4]. Синтез проводился в системе Fe-боразан (NH_3BH_3) в камерах с алмазными наковальнями при лазерном нагреве образца. Обнаружено, что одно из этих соединений FeH_2 имеет тетрагональную кристаллическую структуру *I*4/*mmm* и при давлении 82 ГПа является магнетиком до температуры около 174 К (Рис. 2).

Также удивительным результатом является обнаружение одной из фаз FeHx, неизвестного пока состава, которая при давлении 128 ГПа остается магнитноупорядоченной в интервале температур от 4 до 300 К. Экстраполированное значение намагниченности показывает, что температура Нееля этой фазы может достигать ~ 2100 К ! (Рис.2b справа).

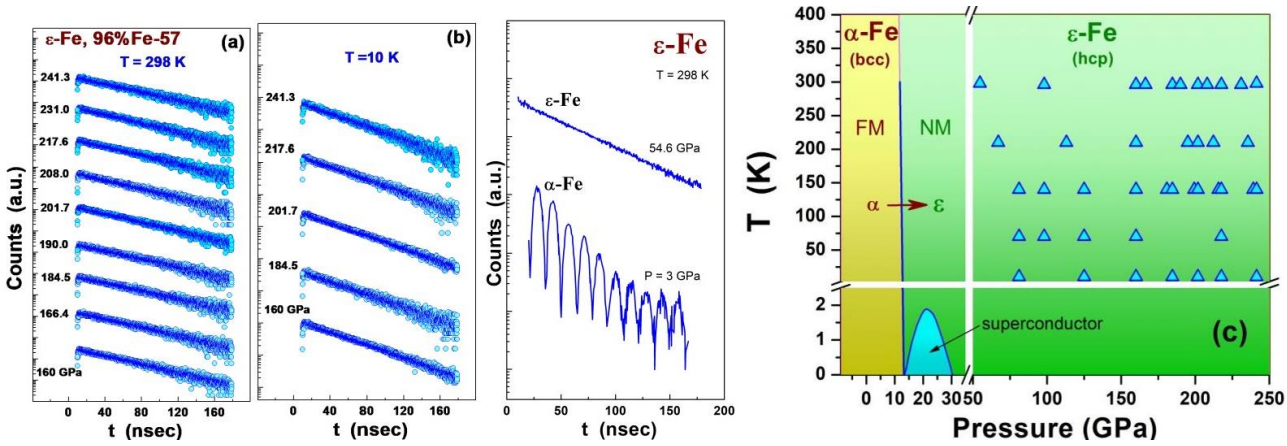


Рис. 1. Синхротронные мессбауэровские спектры от ε-Fe и α-Fe для различных температур и давлений (a,b). Фазовая P-T диаграмма железа: треугольными символами отмечены P-T точки, в которых измерялись NFS спектры ***(c)****. Все точки указывают на немагнитное состояние железа.*

Существование магнитных фаз соединений железа при таком рекордно высоком давлении является уникальным и не наблюдалось до настоящего времени. Такие высокие давления характерны для области, находящейся на границе между нижней мантией и внешним ядром Земли, в составе которой преобладает железо. Поэтому полученные экспериментальные данные о магнитном состоянии и электронных свойствах фаз железа очень важны как с фундаментальной точки зрения физики металлов и их магнетизма, а также с точки зрения физики Земли и земного магнетизма.

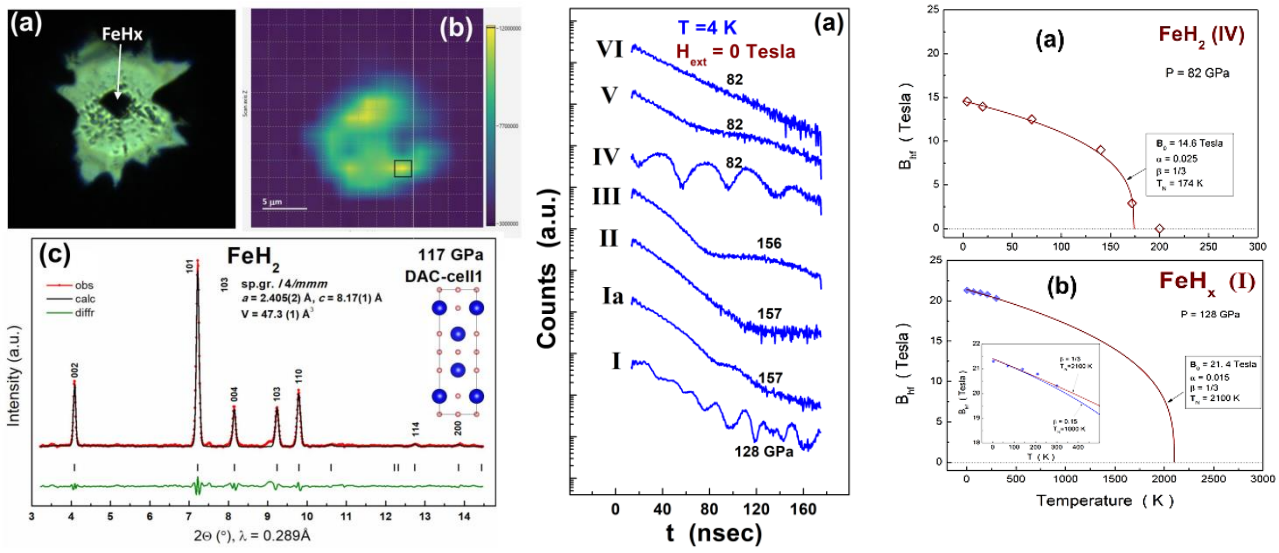


Рис. 2. Фотография образца в камере высоко давления ((a) слева) и распределение фазы FeH_2 по образцу ((b) слева). Дифрактограмма фазы FeH_2 -I4/mmm и её кристаллическая структура ((c) слева). Спектры NFS семи различных фаз полигидридов железа при температуре 4 К (в центре). Температурная зависимость магнитного поля B_{hf} на ядрах Fe-57 в фазе FeH_2 при давлении 82 ГПа и в фазе FeH_x ***(I)*** *при давлении 128 ГПа. Экстраполированное значение температуры Нееля ~ 2100 К.*

Предварительные рентгеновские и NFS-исследования [4] показали, что сверхпроводимость не возникает в полигидридах железа при насыщении водородом вплоть до FeH_4. Чтобы повысить содержание водорода, выполнена дополнительная серия экспериментов по синтезу при более высоких давлениях до 216 ГПа. В результате впервые синтезированы две фазы полигидридов FeH_x(I) и FeH_x(II), в которых обнаружена сверхпроводимость [5]. По данным измерений электросопротивления *R(T)* при высоких давлениях (180–216 ГПа) в диапазоне температур 8–300 К идентифицированы две сверхпроводящие фазы с максимальными критическими температурами перехода *Tc* ≈ 25.0 и 27.7 К (Рис. 3a)

Сверхпроводимость подтверждена дополнительными измерениями дифференциальной проводимости методом микро-контактной спектрометрии (PCS) [5].

По данным обработки микрофотографий (Рис. 3b) выполнен расчёт удельного объёма железа V_{Fe} в полигидридах FeH_x(I) и FeH_x(II) и построена его барическая зависимость (Рис. 3b). При сравнении с теоретическими расчётами установлено, что удельный объём на один атом железа в фазе FeH_x(I) соответствует фазе FeH_5, а в фазе FeH_x(II) соответствует структуре FeH_6 [5]. Мы предполагаем, что полученные в нашей работе сверхпроводящие фазы могут соответствовать структуре FeH_5 (пр. гр. *I*4/*mmm*) и/или структуре FeH_6 (пр. гр. *Cmmm* или *C*2/*c*), предсказанным в работе [6].

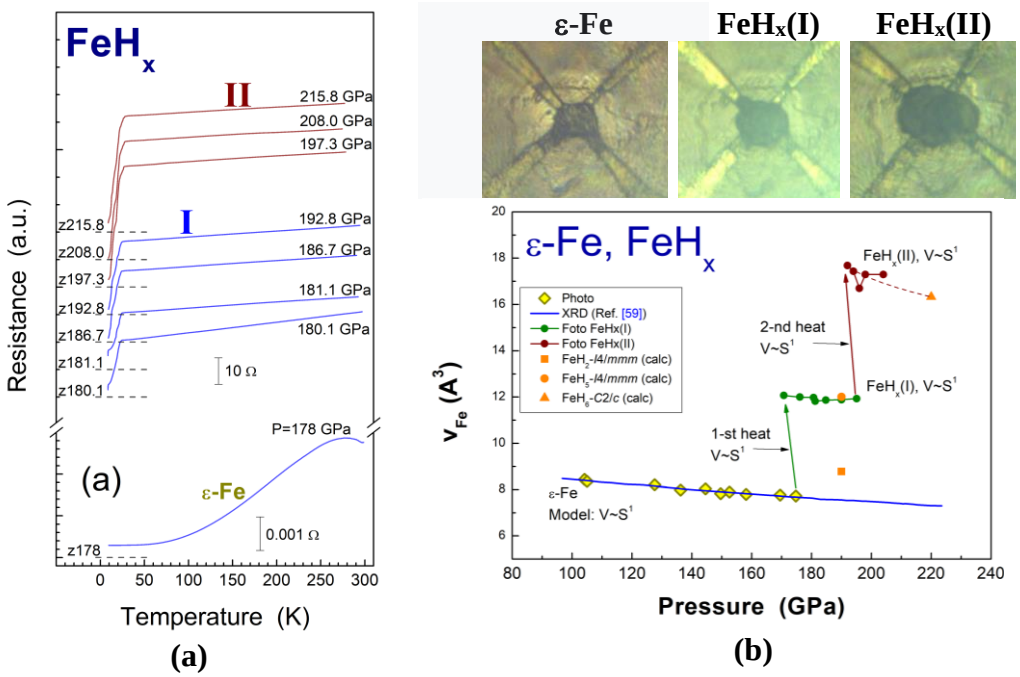


Рис. 3. Температурная зависимость сопротивления R(T) в гидридах FeHx(I) и FeHx(II) при высоких давлениях (180–216 ГПа) в диапазоне температур ~8–300 К (a). Микрофотографии исходного образца ε-Fe и последовательно синтезированных фаз FeH_x(I) и FeH_x(II) при высоких давлениях (180–192 ГПа) ((b) сверху). Зависимость от давления удельного объёма атома железа, рассчитанного из микрофотографий в исходном ε-Fe и в фазах гидридов FeH_x (I) и FeH_x(II) в сравнении экспериментальными и теоретическими данными ((b) снизу).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (гранты № 22-12-00163 и № 22-12-00163). Рентгеноструктурные и NFS-исследования проведены в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт». Синхротронные эксперименты при высоких давлениях выполнены в рамках гранта Минобрнауки РФ #075-15-2021-1362.

Список использованных источников:

[1] Shimizu K., Kimura T., Furomoto S.,Takeda K., Kontani K., Onuki Y., Amaya K. “Superconductivity in the non-magnetic state of iron under pressure” // Nature. – 2001. – V. 412. – P. 316.

[2] Гаврилюк А.Г., Стружкин В.В., Аксёнов С.Н., Миронович А.А., Троян И.А., Иванова А.Г., Любутин И.С. «Электронные и магнитные свойства фазы железа ε-Fe при высоких давлениях до 241 ГПа в области температур 4-300 К» // Письма в ЖЭТФ. 2023. – Т. 117. – С. 132-144.

[3] Goodenough J.B., «*Magnetism and the chemical bond*». – Interscience publishers, a division of John Wiley & Sons, New York-London, 1963.

[4] Гаврилюк А.Г., Стружкин В.В., Аксёнов С.Н., Иванова А.Г., Миронович А.А., Троян И.А., Пахомова А., Любутин И.С. «Синтез и магнитные свойства фаз полигидридов железа при высоких давлениях мегабарного диапазона» // Письма в ЖЭТФ. 2022. – Т. 116. – С. 780-793.
[5] Гаврилюк А.Г., Троян И.А., Стружкин В.В., Трунов Д.Н, Аксёнов С.Н., Миронович А.А., Иванова А.Г., Любутин И.С. «Синтез и сверхпроводящие свойства некоторых фаз полигидридов железа при высоких давлениях». Письма в ЖЭТФ. 2023. – Т. 118. – С. 735-747.
[6] Kvashnin A.G., Kruglov I.A., Semenok D.V., Oganov A.R. “Iron Superhydrides FeH_5 and FeH_6: Stability, Electronic Properties, and Superconductivity”// J. Phys. Chem. – 2018. – V. *C* 122. – P. 4731.

УДК 537.632

Новое в магнетизме и магнитных материалах на основе переходных металлов

Стрельцов С.В.

чл.-корр. РАН, заведующий лабораторией ИФМ УрО РАН им. М.Н. Михеева

Аннотация. *В докладе будет проведен обзор новых работ в области магнетизма и новых магнитных материалов.*

Ключевые слова: *новые магнитные материалы*

New results in magnetism and magnetic materials based on transition metals

Streltsov S.V.,

Corr. Member of RAS, head of laboratory of M.N. Mikheev IMP of UB RAS

Annotation. *The report will review new results in the field of magnetism and new magnetic materials.*

Keywords: *novel magnetic materials*

В докладе будет проведен обзор новых работ в области магнетизма и новых магнитных материалов.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 23-12-00159

УДК 537.622.4

Эффект Холла в магнитных наноструктурах

Сапожников М.В.

д.ф.-м.н., зав. отдела магнитных наноструктур, Институт физики микроструктур РАН, профессор, Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского

Аннотация. *В докладе делается обзор эффектов Холла, наблюдаемых в магнитных материалах. Особое внимание уделяется открытым в последнее время и широко изучающихся в физике магнетизма прямому и обратному спиновому, топологическому и туннельному эффектам Холла, которые наблюдаются в магнитных наноструктурах. Сообщаются и обсуждаются результаты полученные в этом направлении в ИФМ РАН*

Ключевые слова*: спиновый эффект Холла, топологический эффект Холла, туннельные контакты, терагерцовые спиновые эмиттеры*

Hall effect in magnetic nanostructures

Sapozhnikov M.V.

Dr.Sci, Head of Magnetic nanostructures department, Institute for Physics of Microstructures RAS professor, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Annotation. *The talk provides an overview of Hall effects observed in magnetic materials. Particular attention is paid to the recently discovered and widely studied in the physics of magnetism, the direct and reverse spin, topological and tunnel Hall effects, which are observed in magnetic nanostructures. The results obtained in this direction at the IPM RAS are reported and discussed*

Keywords: *spin Hall effect, topological Hall effect, tunnel contacts, terahertz spin emitters*

Семейство явлений, называемых эффектами Холла, объединяет поперечные транспортные эффекты (возникновение поперечного электрического, спинового тока или электрического напряжения) так или иначе обусловленные магнитным полем или намагниченностью материала. Они могут быть обусловлены различными проявлениями электромагнитного взаимодействия: силой Лоренца, спин-орбитальным взаимодействием, а также обменным взаимодействием.

Спиновый эффект Холла заключается в отклонении электронов с антипараллельными спинами к противоположным сторонам немагнитного проводника при отсутствии внешнего магнитного поля, что может быть описано как возникновение поперечного спинового тока [1]. Это происходит благодаря спин-орбитальному рассеянию двигающихся электронов на примесях или атомах кристаллической решетки с большим спин-орбитальным коэффициентом, например в таком тяжелом металле как платина. Обратный эффект возникает при инжекции спин-поляризованного тока, например из ферромагнитного металла, в слой металла со сильной спин-орбитальным взаимодействием. При этом происходит трансформация спинового тока в поперечный электрический ток. В докладе обсуждается два возможных экспериментальных проявлениях данного эффекта. В первом случае в результате

ферромагнитного резонанса пленки пермаллоя на поверхности кремния допированного Bi происходит инжекция спинового тока из ферромагнетика в полупроводник. Наличие в полупроводнике примесей Bi с большим спин орбитальным взаимодействием трансформирует спиновый ток, текущий по нормали в экспериментально измеряемый электрический ток, текущий в плоскости.

Второй пример – это инжекция спинового тока из слоя Co, который приводится в неравновесное состояние при облучении лазерными импульсами, в слой тяжелого металла – Pt. Преобразование импульсов спинового тока в импульсы электрического тока, текущего в плоскости слоя Pt за счет обратного спинового эффекта Холла может быть использовано для эффективной эмиссии терагерцового излучения.

В рассмотренных выше примерах наблюдаемые холловские эффекты происходят за счет спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости с электрическим полем атомов, образующих кристаллическую решетку. Поле близкое по порядку величины к атомарным полям может быть создано в туннельном контакте. Действительно, туннельный контакт нанометровой толщины выдерживает приложенное напряжение 1 В и выше, что соответствует электрическому полю 10^9 В/м. В этих условиях появляется возможность наблюдать так называемый туннельный эффект Холла [2], когда возникающий поперечный ток (поперечное напряжение) вызван спин-орбитальным взаимодействием туннелирующих электронов, поляризованных по спину, с приложенным к контакту внешним электрическим полем. Характерной чертой данного эффекта является его квадратичная зависимость от приложенного напряжения, поскольку в этом случае $V_{Hall} \sim jE \sim E^2$. Характерный вид этой зависимости, измеренной экспериментально для туннельной структуры CoFeB/MgO(1nm)/Pt приведен на Рис. 1.

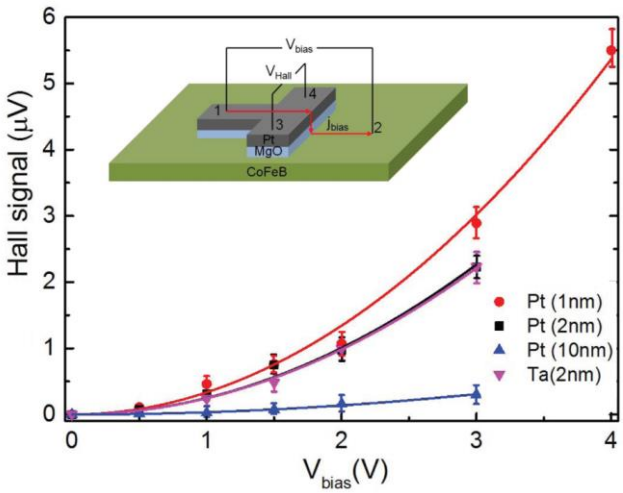


Рис. 1. Зависимость туннельного холловского напряжения от напряжения приложенного к контакту, для разной толщины слоя Pt или Ta. Знак эффекта не зависит от знака приложенного напряжения V_{bias}. Сплошные линии – аппроксимация экспериментальных данных квадратичной зависимостью. На вставке показана схема проведения эксперимента.

В магнитных наноструктурах эффект Холла может быть вызван не только спин-орбитальным взаимодействием, но также быть следствием обменного взаимодействия. Эффект подобного рода может наблюдаться при протекании тока в магнитной системе с некомпланарным распределением намагниченности и называется топологическим эффектом Холла (ТЭХ) [3]. Он может быть описан введением некоего эффективного локального магнитного поля вида $B_{eff} = \Phi_0\psi$, где Φ_0 – квант магнитного потока, а ψ – плотность

топологического заряда, характеризующая локальную величину некомпланарности в распределении намагниченности системы. Величина этого эффективного поля может достигать значения в сотни Гс в системах с высокой плотностью топологического заряда, например в решетках магнитных скирмионов.

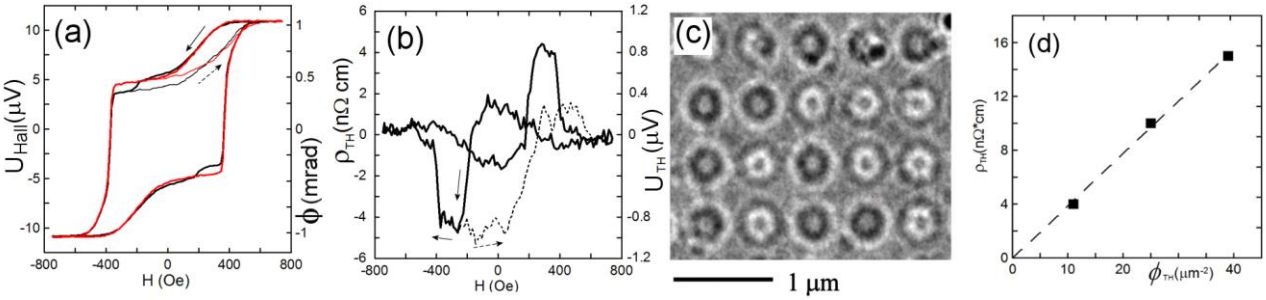


Рис. 2. Петли гистерезиса магнитооптического эффекта Керра (красная линия) и эффекта Холла (черная линия), построенные в одном масштабе (а). Кривая гистерезиса топологического эффекта Холла, полученная как разность магнитооптического и Холловского сигналов. Пунктир - минорная петля гистерезиса (b). Изображение решетки блоховских скирмионов в размагниченном состоянии в Лоренцевом просвечивающем микроскопе. (c). Зависимость ТЭХ от плотности топологического заряда (d)

Для наблюдения ТЭХ был разработан метод одновременного измерения эффекта Холла и магнитооптического эффекта Керра (МОЭК). Идея метода основана на сделанных сравнительных оценках величины топологических эффектов при постоянном токе и на оптической частоте, которые показали малость магнитооптического топологического эффекта. Метод позволяет непосредственно в ходе измерения разделять вклад аномального и топологического холловских эффектов в измеряемое напряжение. Он позволил пронаблюдать и исследовать ТЭХ в искусственных решетках магнитных скирмионов в наноструктурированных многослойных пленках Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией (Рис. 2). Наноструктурирование образцов проводилось при помощи локального облучения пленки ионами He. При перемагничивании такой наноструктурированной магнитной пленки в ней образуется плотная решетка магнитных скирмионов, что было подтверждено методами Лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии. Средняя плотность топологического заряда в системе достигала величины 40 $\mu м^{-2}$ Измерения показали, величина ТЭХ пропорциональна плотности скирмионов в образцах и составляет ≈ 0.4 нОм×см на скирмион/$\mu м^2$.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение №075-15-2022-316.

Список использованных источников:

1. М.И. Дьяконов, В.И. Перель, О возможности ориентации электронных спинов током // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – том 13. – С. 657

2. I. Yu. Pashenkin, M. V. Sapozhnikov, N. S. Gusev, E. A. Karashtin, and A. A. Fraerman, Extrinsic tunnel Hall effect in MgO-based tunnel junctions // Phys. Rev. B – 2022. – том 106. – С. L220408.

3. Y. Aharonov and A. Stern, Origin of the Geometric Forces Accompanying Berry's Geometric Potentials // Phys. Rev. Lett. – 1992. – том 69. – С. 3593.

УДК 537.6; 537.9

Нелинейные магнитоэлектрические эффекты в мультиферроидных гетероструктурах

Фетисов Ю.К.

д.ф.-м.н., директор НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства», РТУ МИРЭА

Сринивазан Г.

Ph.D., профессор кафедры физики, Оклэндский университет, Мичиган, США

Фетисов Л.Ю.

д.ф.-м.н., профессор кафедры наноэлектроники, РТУ МИРЭА

Аннотация. Магнитоэлектрические эффекты в искусственно созданных мультиферроидных гетероструктурах, содержащих ферромагнитные и ферро/пьезоэлектричесие слои, проявляются в изменении поляризации структур в магнитном поле или изменении намагниченности под действием электрического поля. Магнитная и электрическая нелинейность слоев структур приводят к разнообразным нелинейным эффектам, наблюдающимся в низкочастотном диапазоне при малых амплитудах возбуждающих полей. В докладе приведен обзор экспериментально обнаруженных нелинейных магнитоэлектрических эффектов, рассмотрены возможности их применений в микросистемной технике, электронике и информатике.

Ключевые слова: *магнитоэлектрические эффекты, магнитострикция, пьезоэлектричество*

Nonlinear magnetoelectric effects in multiferroic heterostructures

Fetisov Y.K.

Dr. Sc., Director of REC “Magnetoelectric materials and devices”, RTU MIREA

Srinivasan G.

Ph.D., Professor of Physics Department, Oakland University, Michigan, USA

Fetisov L.Y.

Dr. Sc., Professor of Nanoelectronics Department, RTU MIREA

Annotation. Magnetoelectric effects in artificially created multiferroic heterostructures containing ferromagnetic and ferro/piezoelectric layers manifest themselves as a change in the polarization of the structures in magnetic field or a change in the magnetization under influence of an electric field. The magnetic and electrical nonlinearity of the structures’ layers lead to various nonlinear effects observed in the low-frequency range at low amplitudes of the excitation fields. The report provides an overview of experimentally observed nonlinear magnetoelectric effects and considers the possibilities of their applications in microsystem engineering, electronics and informatics.

Keywords: magnetoelectric effects, magnetostriction, piezoelectricity

Введение

Магнитоэлектрические (МЭ) эффекты в композитных мультиферроидных гетероструктурах, содержащих ферромагнитные (ФМ) и ферро/пьезоэлектрические (ПЭ) слои интенсивно изучают в связи с перспективами использования в управляемых устройствах

микросистемной техники и электроники. Эффекты проявляются в изменении поляризации *P* структур в магнитном поле *H* или изменении намагниченности *M* под действием электрического поля *E* и возникают в результате комбинации магнитострикции и пьезоэлектричества из-за механической связи слоев [1]. Параметры большинства ФМ и ПЭ материалов, как правило, нелинейно зависят от величин внешнего магнитного и электрического полей, что приводит к существованию целого ряда нелинейных МЭ эффектов в композитных гетеоструктурах. В докладе кратко описаны исследованные гетероструктуры, рассмотрены источники возникновения нелинейностей, перечислены обнаруженные нелинейные МЭ эффекты и продемонстрированы возможности их применения в устройствах [2].

Структуры и методы измерений

Схемы измерения характеристик прямого и обратного МЭ эффектов в двухслойных структурах ФМ-ПЭ схематически показаns на рис.1. В первом случае структуру помещают в постоянное поле *H* и возбуждающее переменное поле $h\cos(2\pi ft)$ и измеряют напряжение *u*, генерируемое между электродами ПЭ слоя. Во втором случае к структуре прикладывают постоянное *H* и переменное электрическое поле $e\cos(2\pi ft)$ и с помощью катушки регистрируют изменение намагниченности *m* структуры. Типичная блок-схема установки для исследования МЭ эффектов показана на рис. 2. Измеряют зависимости *u* и *m* от частоты и амплитуд возбуждающих полей, напряженностей постоянных полей *H* и *E*.

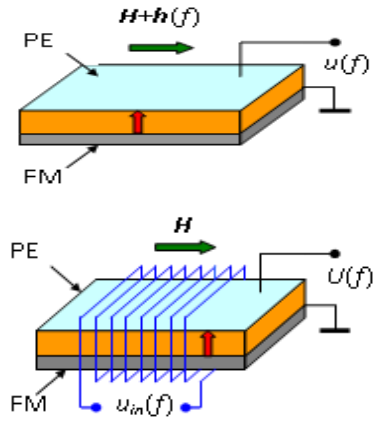


Рис.1. Схемы возникновения: (a) прямого и (b) обратного МЭ эффектов в ФМ-ПЭ гетероструктурах

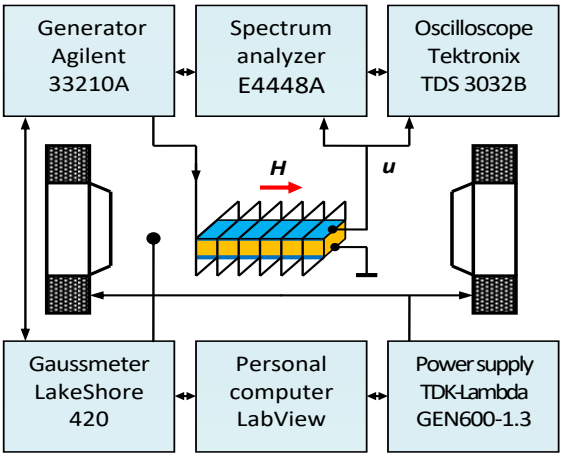


Рис. 2. Блок-схема установки для исследования нелинейных МЭ эффектов в гетероструктурах

В таблице 1 перечислены некоторые материалы ФМ и ПЭ слоев, наиболее часто используемые для изготовления мультиферроидных гетероструктур. Для достижения максимальной величины МЭ эффектов используют ФМ материалы с большой магнитострикцией $\lambda\sim(1\text{-}100)\cdot10^{-6}$, насыщающиеся в малых полях H_s ~1-100 Oe, и ПЭ материалы с высоким отношением пьезомодуля к диэлектрической проницаемости $d/\varepsilon\sim0.1\text{-}1$.

Таблица 1. Материалы слоев мультиферроидных гетероструктур

Ферромагнетик	Ферро/пьезоэлектрик
Металлы: Ni, Co, Fe Сплавы: FeBSiC, FeGa, $Tb_xDy_{1-x}Fe_2$, α-Fe_2O_3 Ферриты: $NiZnFe_2O_4$, $CoZnFe_2O_4$, $Y_3Fe_5O_{12}$	Пьезокерамики: PZT, PMN-PT, PZN-PT Кристаллы: $LiNbO_3$, AlN, GaAs, SiO_2, LGT Пьезополимеры: PVDF-Fr, PFC

Источники и проявления нелинейностей в ФМ-ПЭ гетероструктурах

Нелинейность МЭ эффектов в композитных структурах возникает из-за нелинейных зависимостей параметров слоев от внешних полей, некоторые из которых показаны на рис.3.

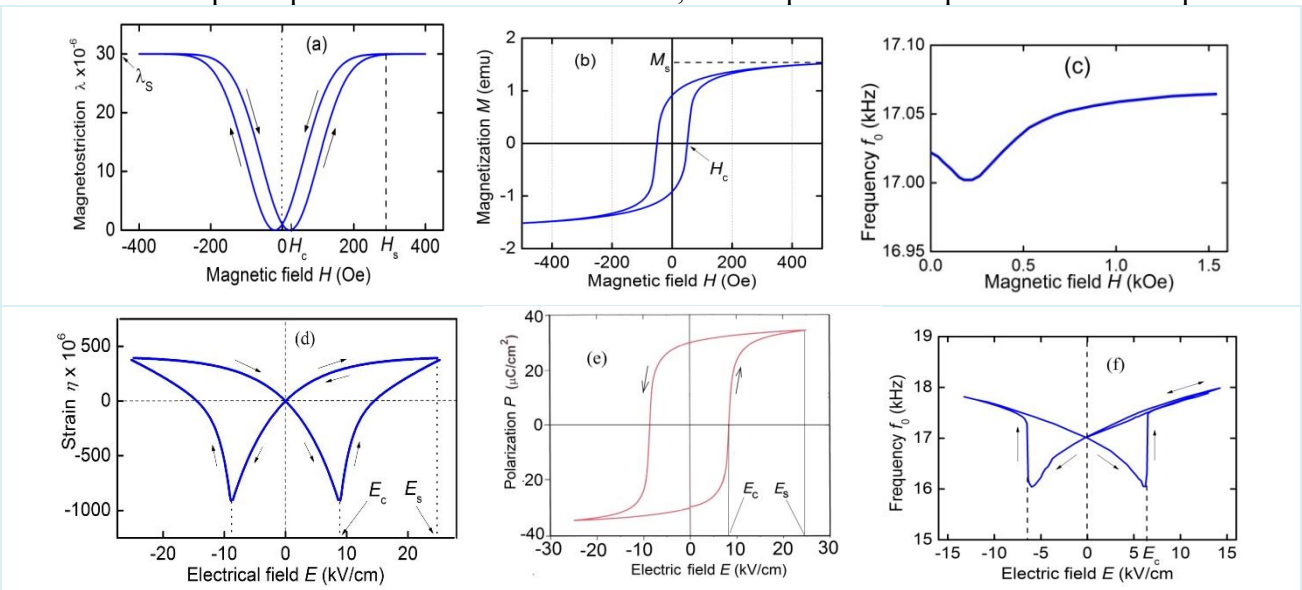


Рис. 3. Источники нелинейностей в ФМ-ПЭ гетероструктурах

Основными являются следующие: нелинейная зависимость магнитострикции $\lambda(H)$, намагниченности $M(H)$ и модуля Юнга/частоты акустического резонанса $f(H)$ от магнитного поля H для ферромагнетиков; нелинейная зависимость пьезодеформации $S(E)$, поляризации $P(E)$ и модуля Юнга/частоты акустического резонанса $f(E)$ от электрического поля E для ферро/пьезоэлектриков.

Эти нелинейности приводят к нелинейным зависимостям генерируемого структурой напряжения u или изменения намагниченности m от амплитуды возбуждающего поля. Например, для прямого МЭ эффекта нелинейность с увеличением h проявляется как (см. рис.4): a) искажение формы генерируемого напряжения, b) обогащение спектра частот генерируемого напряжения, c) изменение вида амплитудно-частотной характеристики, c) искажение формы резонансной кривой и появление гистерезиса.

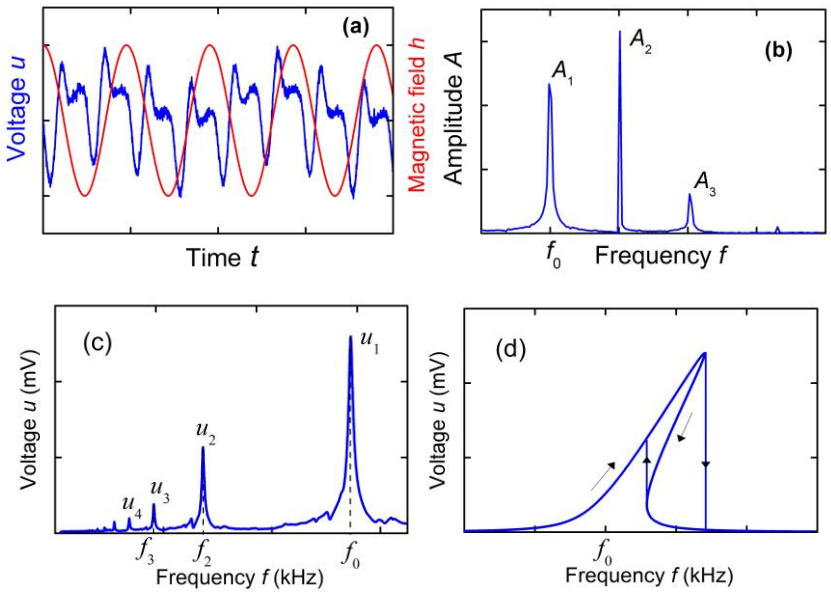


Рис.4. Проявления нелинейности прямого МЭ эффекта в ФМ-ПЭ гетероструктурах

К настоящему времени в композитных мультиферроидных ФМ-ПЭ гетероструктурах различных составов экспериментально обнаружены, изучены и объяснены теоретически
нелинейные прямые МЭ эффекты:
- Генерация гармоник напряжения в биполярном переменном магнитном поле,
- Влияние постоянного магнитного поля на эффективность генерации гармоник,
- Генерация гармоник в условиях акустического резонанса в структуре,
- Генерация комбинационных частот в условиях акустического резонанса,
- Неколлинеарное возбуждение нелинейных эффектов,
- Возбуждение нелинейных эффектов магнитным шумом,
- Увеличение нелинейного эффекта из-за нелинейности намагниченности ФМ слоя,
- Статическая деформация ферромагнетика в переменном магнитном поле,
- Подавление гистерезиса нелинейных эффектов переменным полем,
- Генерация гармоник при возбуждении структуры током через магнитный слой,
- Исследованы температурные характеристики нелинейных эффектов;

нелинейные обратные МЭ эффекты:
- Генерация гармоник намагниченности при обратном эффекте,
- Генерация гармоник и смешение полей в структуре с электрострикторомом,
- Смешением частот электрического и магнитного полей,
- Параметрическая генерация субгармоник намагниченности,
- Генерация шума при обратном эффекте,
- Бистабильность в композитных мультиферроидных резонаторах,
- Параметрическое усиление в мультиферроидных структурах,
- Нелинейные МЭ эффекты при импульсном возбуждении.

Устройства на основе нелинейных МЭ эффектов

С использованием нелинейных МЭ эффектов в композитных гетероструктурах создан целый ряд действующих макетов различных устройств. К последним относятся, прежде всего, датчик переменных магнитных полей на эффекте удвоения частоты, высокочувствительный датчик постоянных магнитных полей на основе эффекта генерации гармоник, являющийся аналогом flux-gate магнетометра, датчики низкочастотных магнитных полей, использующие эффект переноса частоты магнитного поля, анализатор спектра частот низкочастотных магнитных полей последовательного типа. Реализован МЭ удвоитель частоты низкочастотных радиосигналов, управляемый смеситель частот, компактная передающая антенна диапазона сверхнизких частот, генератор шума, параметрический усилитель, электрически перестраиваемый индуктор и другие устройства.

Заключение

Таким образом, проведенные исследования показали, что композитные мультиферроидные гетеросруктуры относятся к сильно нелинейным модельным объектам, в которых наблюдаются разнообразные нелинейные явления, и представляют интерес для применений.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (госзадание FSFZ-2023-0005) и Российским научным фондом.

Список использованных источников:

1. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., D. Viehland et al. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, future directions // J. Appl. Phys. –2008, –V. 103. – P. 031101.
2. Fetisov Y.K., Srinivasan G. Nonlinear magnetoelectric effects in layered multiferroic composites // J. Appl. Phys. –2024. –V. 135. –P. 024102.

УДК 537.9

Физика неравновесных состояний антиферромагнетиков

Кимель А.В.

Университет им. Св Радбауда, Наймеген, Нидерланды

Аннотация: *Антиферромагнетики представляют собой самый обширный класс магнитоупорядоченных материалов. Считается, что антиферромагнетики могут значительно улучшить спинтронику и магнитную память с точки зрения плотности и скорости записи информации. Однако экспериментальные исследования антиферромагнетиков и развитие антиферромагнитной спинтроники существенно затруднены отсутствием намагниченности в антиферромагнетиках в основном состоянии. Это делает невозможным традиционную магнитометрию и требует применения чрезвычайно сильных магнитных полей для управления магнитным состоянием антиферромагнетиков. Цель моего выступления — продемонстрировать, что ультракороткие электромагнитные импульсы, которые способны вывести антиферромагнетики из термодинамического равновесия, меняют правила игры в этой области. Антиферромагнетик, вышедший из равновесия, представляет собой практически другой материал – он приобретает ненулевую суммарную намагниченность, спиновая динамика становится нелинейной, принцип суперпозиции спиновых возбуждений не работает, т.е. 1+1>2 [1], открываются новые каналы спин-решеточного взаимодействия [2,3] применение макроспинового приближения и описание магнитной динамики в терминах антиферромагнитного вектора Нееля становится неадекватным [4].*

Annotation:
Thermodynamic theory models a simple antiferromagnet as two ferromagnets with two mutually equal, but oppositely oriented magnetizations $\mathbf{M}_1$ and $\mathbf{M}_2$. As the net magnetization $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ is zero, the spin order is described by the nonzero antiferromagnetic Néel vector $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$. However, the Néel vector **L** in thermodynamic equilibrium is notoriously insusceptible to external magnetic fields. Understanding thermodynamic field conjugates to the antiferromagnetic order parameter challenged researchers from the very discovery of antiferromagnetism. Intuitive understanding of magnetic phenomena and magnetization dynamics heavily relies on equilibrium thermodynamics and the corresponding approximations. In particular, the conventionally accepted Curie-Neumann's principle states that "the symmetries of the causes are to be found in the effects". Hence aiming to alter the antiferromagnetic the Néel vector **L** one should be able to generate staggered fields with the very same symmetry as the Néel vector. Ways to generate such fields are still at the focus of fundamental research and the lack of the fundamental knowledge hampers further developments of antiferromagnetic spintronics, magnonics, and data storage.

The idea of this talk is to demonstrate the possibilities to control antiferromagnetism via its strongly non-equilibrium state. We will show that an antiferromagnet out of equilibrium is practically a different material. In particular, in such an antiferromagnet Curie-Neumann's principle fails, net magnetization can become non-zero, spin dynamics becomes nonlinear and the principle of superposition fails (1+1>2) [1], new channels of spin-lattice interaction open up [2,3] and the macrospin approximation of the Néel vector cannot adequately describe spin dynamics [4].

1. Dynamic magnetization of antiferromagnets

It is easy to show that any antiferromagnet can acquire a net magnetization even without any applied magnetic field [1]. We consider the simplest case of a compensated antiferromagnet that consists of two absolutely equivalent, but antiferromagnetically coupled sublattices. It is convenient to express the magnetizations in terms of unit vectors $\mathbf{m}_1 = \mathbf{M}_1/M_0$ and $\mathbf{m}_2 = \mathbf{M}_2/M_0$, where $M_0 = |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|$. The motion of the magnetizations in each of the sublattices must obey the Landau-Lifshitz-Gilbert equation i.e.

$$\dot{\mathbf{m}}_1 = -\gamma \mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_1 + \alpha \mathbf{m}_1 \times \dot{\mathbf{m}}_1, \quad (1)$$
$$\dot{\mathbf{m}}_2 = -\gamma \mathbf{m}_2 \times \mathbf{H}_2 + \alpha \mathbf{m}_2 \times \dot{\mathbf{m}}_2 \quad (2)$$

where $\mathbf{H}_1$ and $\mathbf{H}_2$ are the effective magnetic fields experienced by the magnetizations of the first and the second sublattice, respectively. α is damping constant and γ is the gyromagnetic ratio. Introducing two new vectors of the net magnetization $\mathbf{m} = (\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2)/2$ and the antiferromagnetic vector $\mathbf{l} = (\mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2)/2$, in the simplest case of no magnetic anisotropy and external magnetic field any applied external magnetic field $\mathbf{H}_1 = \mathbf{l}H_E$ and $\mathbf{H}_2 = -\mathbf{l}H_E$, where H_E is the effective magnetic field of the exchange interaction. In antiferromagnets with the Néel point above room temperature H_E ~10^3 T. Hence, Landau-Lifshitz-Gilbert equations can be rewritten as

$$\mathbf{m} = -\frac{1}{\gamma H_E}\mathbf{l} \times \dot{\mathbf{l}} \quad (3)$$

It is seen that the net magnetization of a compensated antiferromagnet can be induced not only by an external magnetic field, but also by coherent motion of spins so that $\mathbf{l} \times \dot{\mathbf{l}} \neq 0$. This magnetization changes the susceptibility of spins in antiferromagnets to external magnetic fields and can empower THz control of spin in antiferromagnets.

2. Failure of the principle of superposition

A coherent magnonic state can substantially change the properties of an antiferromagnet, enabling a new nonlinear path of controlling spins by a pair of THz pulses beyond the principles of trivial superposition demonstrating that 1+1>2. It has been shown that a coherent q-AF magnonic state in FeBO3 mediates the excitation of the q-FM mode by THz magnetic field. Although the efficient control of antiferromagnetism in thermodynamic equilibrium is still a challenge, the problem can be solved by pushing antiferromagnets into a non-equilibrium state where the susceptibility of spins to an external magnetic field is boosted [2].

3. New channels of spin-lattice interaction and the Fermi spin-lattice resonance

Having the frequencies of spin and lattice resonances in antiferromagnets in the same THz domain facilitates novel channels of spin-lattice interaction [3] and conditions for the Fermi spin-lattice resonance, in particular. It is shown that when the spin-resonance frequency taken twice is close to the frequency of the lattice vibrations, the conditions for efficient spin-lattice energy exchange are met. We study the efficiency of such a novel spin-lattice coupling, called Fermi spin-lattice resonance, tuning the spin resonance frequency with the help of an external magnetic field. Although we observe an increase of the coupling strength upon tuning the spin resonance frequency in vicinity of the Fermi resonance, the dependence is by far non-trivial and has two maxima, which we interpret as a result of avoided crossing between the phonon-state and a virtual two-magnon state, respectively [4].

4. Failure of the approximation of the antiferromagnetic Néel vector

Using the Heisenberg antiferromagnet $RbMnF_3$, we demonstrate that laser-induced THz spin dynamics corresponding to pairs of mutually coherent counter propagating spin waves with the wavevectors up to the edge of the Brillouin zone cannot be understood in terms of magnetization and antiferromagnetic Néel vectors, conventionally used to describe spin waves. Instead, we propose to model such spin dynamics using the spin correlation function. We derive a quantum-mechanical equation of motion for the latter and emphasize that, unlike the magnetization and antiferromagnetic vectors the spin correlations in antiferromagnets do not exhibit inertia [5].

References

1. A. F. Andreev, V. I. Marchenko //Sov. Phys. Uspekhi – 1980 – v. 23 –p. 21.
2. T. G. H. Blank et al //Phys. Rev. Lett. –2023 – v. 131–p. 096701.
3. E. A. Mashkovich et al// Science – 2021 – v. 374–p. 1608-1611.
4. T. Metzger et al// Nature Comm (accepted).
5. F. Formisano et al //APL Mater – 2024 – v. 12 –p. 011105.

УДК 537.9

Оптическое возбуждение и наблюдение коротких спиновых волн

Белотелов В.И.

д.ф.-м.н., профессор, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Российский квантовый центр, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 121205

Полностью диэлектрические наноструктуры очень перспективны для эффективного управления спинами в магнитных материалах с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Такие структуры со специально подобранными параметрами позволяют получить в магнетике различные оптические резонансы (оптические волноводные моды, моды Ми, резонанс Фабри-Перо) и, тем самым, нужным образом распределить оптический спиновый угловой момент (эффективное магнитное поле обратных магнитооптических эффектов Фарадея и Коттона-Мутона) в магнитном материале, что в итоге приводит к возбуждению различных спиновых мод с высокой амплитудой.

В частности, в магнитофотонных кристаллах и наноструктурированных магнитных пленках удается возбудить стоячие спиновые волны, ограниченные в одном или всех трех измерениях. При возбуждении оптических резонансов Ми в магнитных наносферах или наноцилиндрах возникает возможность перестраивать в широких пределах локальное и неоднородное эффективное поле обратного эффекта Фарадея для возбуждения стоячих мод высоких порядков.

С другой стороны, благодаря нанесению немагнитной нанорешетки на магнитную плёнку, лазерные импульсы возбуждают ультракороткие бегущие спиновые волны длиной порядка 100-300 нм, что значительно меньше длины волны света в магнетике. При этом нанорешетки играют двойную роль – они позволяют не только возбудить короткие спиновые волны, но и наблюдать их, что невозможно для однородных магнитных пленок. Наряду с этим, использование нанорешеток позволяет получить новые оптомагнитные эффекты, например, обратный экваториальный эффект Керра, что значительно расширяет диапазон функциональных возможностей по управлению спинами с помощью света.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 23-12-00310.

Микроволновая спинтроника: от фундаментальных исследований к приложениям

Звездин К.А.

ООО «Новые спинтронные технологии»

Интерес к спинтронным гетероструктурам на основе магнитных туннельных переходов (МТП) вызван в первую очередь возможностью их эффективного использования для записи и хранения информации. В последние годы магнитная оперативная память стала активно внедряться в различные области промышленности, в первую очередь в автомобилестроение, став незаменимым техническим решением для нового поколения автомобильных чипов. Однако на этом не ограничивается спектр спинтроники. Отдельный интерес вызывает микроволновая динамика намагниченности в подобных структурах. Показано, что при помощи магнитного туннельного контакта возможно генерировать переменный (микроволновой) сигнал под действием постоянного спин-поляризованного тока [1]. На основе данного эффекта предполагается создать новое поколение генераторов переменного

сигнала, называющихся спин-трансферный наноосциллятор (СТНО), для телекоммуникационных устройств.

Не меньший интерес представляет и обратный к рассмотренному выше эффект – спин-трансферный диодный эффект [2]. Данный эффект заключается в том, что при пропускании через МТК переменного спин-поляризованного тока с частотой, близкой к резонансной, на выходе создается постоянная компонента напряжения. Он может быть очевидным образом использован для детектирования сигнала. В первых работах эффективность выпрямления переменного сигнала не превышала 1.4 мВ/мВт. В 2014 году экспериментально была продемонстрирована рекордная чувствительность спин-трансферного диода при комнатной температуре 12000 мВ/мВт [3]. Данную чувствительность удалось достичь за счет использования постоянного тока смещения. В дальнейшем удалось повысить чувствительность вплоть до 210000 мВ/мВт [4-5] за счет использования тока смещения и синхронизации колебаний к внешнему сигналу. Сводные зависимости чувствительности от мощности приведены на Рис.1.

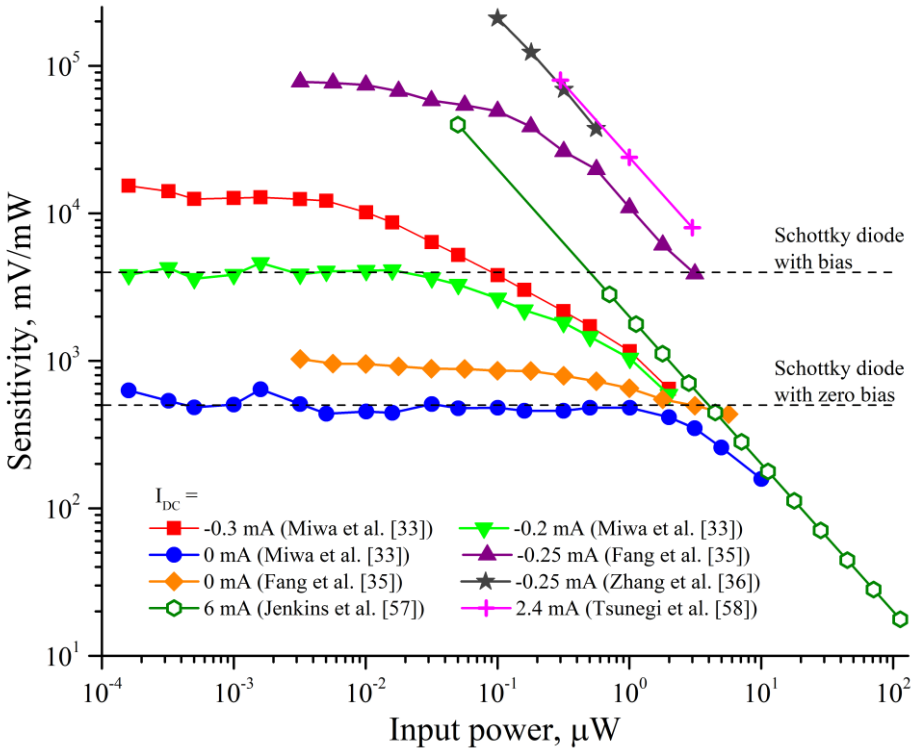


Рис.1. Сводные зависимости чувствительности от мощности для случаев разных токов смещения.

Помимо резонансных спин-трансферных диодов отдельный интерес вызывают широкополосные. В первую очередь это связано с их потенциалом в области сбора фоновой радиочастотной энергии. Впервые широкополосный режим выпрямления был предсказан теоретически в 2012 году [6] для систем в перпендикулярном магнитном поле. Затем экспериментально было показано, что он может быть реализован без внешнего поля в МТК с перпендикулярной магнитной анизотропией [7]. Применение спин-трансферного спинового диода расширяет допустимый диапазон частот.

В то же время расширение частотного диапазона возможно и в резонансном режиме, за счет использования более экзотичных магнитных состояний. Например, вихревое распределение намагниченности приводит к пониженным частотам [8-9], а обменное закрепление – к повышенным [10]. Помимо этого, мало стабильные магнитные состояния

(такие как угловые состояния с выходом из плоскости) позволяют достигать рекордных значений чувствительности, даже без токов смещения [11].

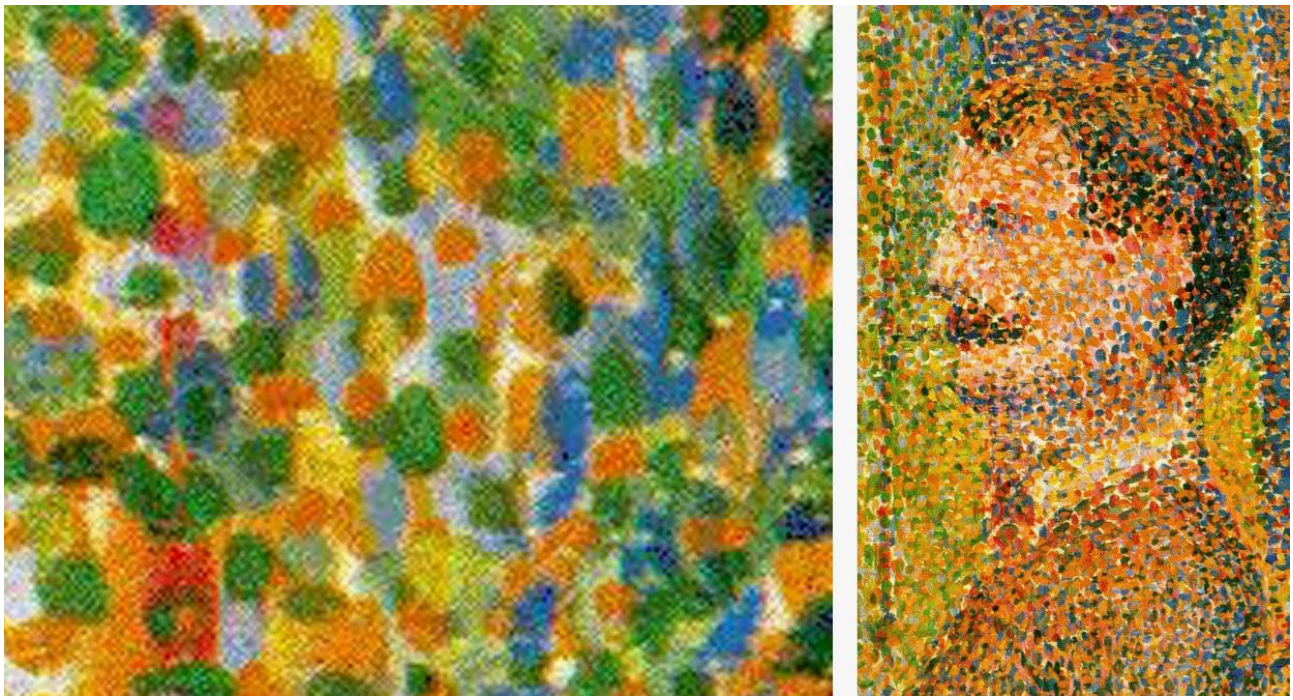
В обзорном докладе показан путь развития спин-трансферных диодов от первых экспериментов до прототипов микроволновых устройств. Показаны варианты повышения чувствительности и объяснены физические механизмы, стоящие за этим. Отдельно разобраны возможности инженерии резонансной частоты и перехода к широкополосному выпрямлению. Рассмотрено влияние магнитного распределения на особенности выпрямления. В завершении обсуждаются возможные практические применения упомянутых эффектов.

Список использованных источников

1. S.I. Kiselev et al. // Nature. – 2003. – V. 425. – P. 380-383.
2. A. Tulapurkar et al. // Nature. –2005. – V. 438. – P. 339.
3. S. Miwa et al. // Nat. Mater. – 2014. – V. 13. – P. 50.
4. B. Fang et al. // Nat. Commun. – 2016. –V. 7. – P. 11259.
5. L. Zhang et al. // Appl. Phys. Lett. –2018. –V. 113. – P. 102401.
6. O. Prokopenko et al. // J. Appl. Phys. –2012. –V. 111. – P. 123904.
7. B. Fang et al. // Phys. Rev. Appl. – 2019. – V. 11. – P. 014022.
8. A. Jenkins et al. // Nature Nanotechnology. – 2016. – V. 11. – P. 360–364.
9. P.N. Skirdkov et al. // Appl. Phys. Lett. – 2018. –V. 113. – P. 242403.
10. A.A. Khudorozhkov et al. // Phys. Rev. B. – 2017. –V. 96. – P. 214410.
11. A.G. Buzdakov et al. // Phys. Rev. Appl. – 2021. – V. 15. – P. 054047.
12. P.N. Skirdkov et al. // Annalen der Physik. – 2020. – V. 532. – P. 1900460.

Решающие и наиболее поразительные периоды развития физики – это периоды великих обобщений, когда явления, казавшиеся разобщёнными, неожиданно становятся всего лишь разными аспектами одного и того же процесса. История физики – это история таких обобщений, и в основе успеха науки лежит главным образом наша способность к синтезу.

Ричард Фейнман



Фрагмент картины Жоржа Сёра «Парад в цирке» (1887)

Секция 1.
Новые магнитные и родственные им материалы: синтез и физические свойства. Преподавание по разделам «Магнетизм» и «Магнитные материалы» в высшей школе

УДК 537.632

Мультиферроидные композиты для биомедицинских приложений

Родионова В.В.

к.ф.-м. н., доцент Института высоких технологий БФУ им. И. Канта

Аннотация. *В нашем исследовании магнитоэлектрический коэффициент (МЭ) ориентированных трехкомпонентных композитов PVDF/BTO5/CFO составил 18,5 мВ/см*Э, что в четыре раза выше, чем у хаотически ориентированного двухкомпонентного композита PVDF/CFO. Для объяснения МЭ-превращения в трехкомпонентных композитах предложена модель, основанная на магнитостатических взаимодействиях кластеров магнитных наночастиц со случайно распределенными легкими осями намагничивания.*

Ключевые слова: *мультиферроики, композитный материал, магнитоэлектрический эффект*

Multiferroic composites for biomedical applications

Rodionova V.V.,

PhD, Associate Professor of the Institute of High Technologies, IKBFU

Annotation. *In our study, the magnetoelectric voltage coefficient (ME) of oriented 3-component PVDF-TrFE/BTO5/CFO composites was about 18.5 mV/cm*Oe that is four times higher than it is in the randomly oriented 2-component PVDF/CFO composite. A model based on magnetostatic interactions of clusters of magnetic nanoparticles with randomly distributed easy axes for the explanation of the ME transformation in 3-component composites has been suggested.*

Keywords: *multiferroics, composite material, magnetoelectric effect*

Синтезирован и исследован набор образцов нанокомпозитов на основе полимеров, обладающих магнитными и магнитоэлектрическими свойствами за счет включения магнитных наночастиц в пьезополимеры. Продемонстрированы новые стратегии повышения магнитоэлектрических характеристик нанокомпозитов на основе PVDF за счет ориентации кластеров наночастиц в цепочках в полимерной матрице и создания трехкомпонентных нанокомпозитов путем добавления одного дополнительного компонента (сегнетоэлектрических частиц). В нашем исследовании магнитоэлектрический коэффициент (МЭ) ориентированных трехкомпонентных композитов PVDF/BTO5/CFO составил 18,5 мВ/см*Э [1], что в четыре раза выше, чем у хаотически ориентированного двухкомпонентного композита PVDF/CFO. Для объяснения МЭ-превращения в трехкомпонентных композитах предложена модель, основанная на магнитостатических взаимодействиях кластеров магнитных наночастиц со случайно распределенными легкими осями намагничивания. С помощью сканирующей зондовой микроскопии исследованы локальные магнитные и пьезоэлектрические свойства. Дальнейшие исследования были направлены на повышение магнитоэлектрических характеристик за счет изменения размера,

формы и концентрации частиц (как магнитных, так и сегнетоэлектрических) в таких композитах, а также исследование магнитных, электрических и механических свойств поверхности, принципиально важной для реализации биомедицинских приложений [2, 3]. В настоящее время продолжаются работы по использованию полученных магнитоэлектрических композитов в качестве биоактивного интерфейса. Возможность бесконтактного изменения поверхностного заряда с помощью приложения магнитного поля может быть использована для стимуляции процесса пролиферации нейрональных стволовых клеток, в том числе, для контроля и индукции их дифференцировки. Наши результаты показывают, что подложки на основе PVDF биосовместимы с нейрональными стволовыми клетками, выделенными на ранней эмбриональной стадии, и, таким образом, их можно использовать в качестве матрицы для культивирования клеток для будущего применения при лечении нейродегенеративных заболеваний, травм спинного мозга и повреждений головного мозга.

Всследования в данной работе выполнены при поддержке Российского научного фонда, проект №. 21-72-30032.

Список использованной литературы:

1. Alexander Omelyanchik, Valentina Antipova, et al. Boosting Magnetoelectric Effect in Polymer-BasedNanocomposites// Nanomaterials-2021-11-1154.
2. Sobolev K., Kolesnikova V., et al. Effect of Piezoelectric $BaTiO_3$ Filler on Mechanical and Magnetoelectric Properties of $Zn_{0.25}Co_{0.75}Fe_2O_4$/PVDF-TrFE Composites// Polymers-2022-14-4807.
3. V. Antipova, A. Omelyanchik, et al. Enhancing wettability and adhesive properties of PVDF-based substrates through non-thermal helium plasma surface modification// Polymer-2024-290-126567.

УДК 538.955, 544.723.212

Наночастицы $Fe_{0.55}Co_{2.45}O_4$: синтез, магнитные и адсорбционные свойства

Иванова О.С.

К.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН

Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

Эдельман И.С.

Д.ф.-м.н., г.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН

Lin Chun-Rong

Professor Department of Applied Physics,
National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Петров Д.А.

К.ф.-м.н., н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН

Торопова Е.С.

Магистрант, Институт инженерной физики и радиоэлектроники Сибирского федерального университета, Красноярск, Россия

Сухачев А.Л.

К.ф.-м.н., н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Наночастицы $Fe_{0.55}Co_{2.45}O_4$ синтезированы методом самовозгорания в растворе и подвергнуты термообработке различной длительности при различных температурах T_{treat} от 400 до 800 °C. Как исходные наночастицы, то есть, частицы непосредственно после синтеза, так и прошедшие термообработку являются нанокристаллами шпинели с параметрами, характерными для Co_3O_4. Температура T_{treat} критически влияет на размеры нанокристаллов и их свойства. Размеры нанокристаллов монотонно возрастают с увеличением T_{treat} от 5.2 нм в исходном образце до 48 нм при T_{treat} =800 °C. Намагниченность и спектры магнитного кругового дихроизма при этом также очень сильно изменяются, но немонотонно. Обнаружена высокая адсорбционная емкость наночастиц по отношению к анионному красителю Конго красный.*

Ключевые слова: *наночастицы, $Fe_xCo_{3-x}O_4$, магнитные свойства, магнитный круговой дихроизм, адсорбция органических красителей*

$Fe_{0.55}Co_{2.45}O_4$ nanoparticles: synthesis, magnetic and adsorption properties

Ivanova O.S.

PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS
Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia

Edelman I.S.

Doctor of physical and mathematical Science, Professor
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Lin Chun-Rong

Professor Department of Applied Physics,
National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Petrov D.A.

PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Toropova E.S.

Master's student, Institute of Engineering Physics and Radioelectronics, Siberian Federal University,Krasnoyarsk 660041, Russia

Sukhachev A.L.

PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *$Fe_{0.55}Co_{2.45}O_4$ nanoparticles (NPs) were synthesized by combustion method and subjected to heat treatment of various durations at different temperatures T_{treat} from 400 to 800 °C. Both the initial NPs, that is, the particles immediately after synthesis, and those that have undergone heat treatment are spinel nanocrystals with parameters characteristic of Co_3O_4. The T_{treat} temperature critically affects the size of nanocrystals and their properties. The sizes of nanocrystals increase monotonically with increasing T_{treat} from 5.2 nm in the initial sample to 48 nm at T_{treat} = 800 °C. The magnetization and magnetic circular dichroism spectra also change very strongly, but non-monotonically. A high adsorption capacity of nanoparticles in relation to the anionic dye Congo red was revealed.*

Keywords: *nanoparticles, $Fe_xCo_{3-x}O_4$, magnetic properties, magnetic circular dichroism, adsorption of organic dyes*

Наноструктуры ферритов на основе кобальта с общей формулой $Fe_xCo_{3-x}O_4$ привлекают особое внимание, благодаря высокой магнитной анизотропии кобальта и возможности изменять свойства в широких пределах за счет варьирования условий синтеза [1-3]. Широкие перспективы использования наночастиц (НЧ) этих соединений в технике требуют постоянного поиска способов оптимизации их свойств для конкретных приложений. В настоящей работе изучено влияние дополнительных термообработок в различных режимах на свойства НЧ оксида кобальта с частичным замещением кобальта железом с целью разработки эффективных адсорбентов органических красителей.

Наночастицы (НЧ) $Fe_{0.55}Co_{2.45x}O_4$ получены методом самовозгорания (combustion method) с последующим отжигом синтезированных НЧ в различных режимах. Структурные данные НЧ получены с помощью рентгеновской дифракции и инфракрасной Фурье спектроскопии. Зависимости намагниченности НЧ от внешнего магнитного поля получены с помощью вибрационного магнитометра при комнатной температуре в магнитном поле до 15 кЭ. Для изучения магнитных свойств использована также спектроскопия магнитного кругового дихроизма (МКД). Адсорбционные характеристики НЧ исследованы оптическим методом по отношению к двум типам органических красителей: катионному метиленовому синему (Methylene Blue, MB) и анионному Конго красному (Congo Red, CR).

Рентгеновские дифрактограммы (рис. 1а) порошков НЧ, полученных при всех режимах термообработки содержат одинаковые рефлексы, характерные для структуры шпинели Co_3O_4 (pdf card 00-043-1003). Температура термообработки оказывает критическое влияние на размер нанокристаллов, который изменяется, практически, на порядок при использованном температурном интервале. В то же время длительность термообработки не оказывает значительного влияния на этот параметр.

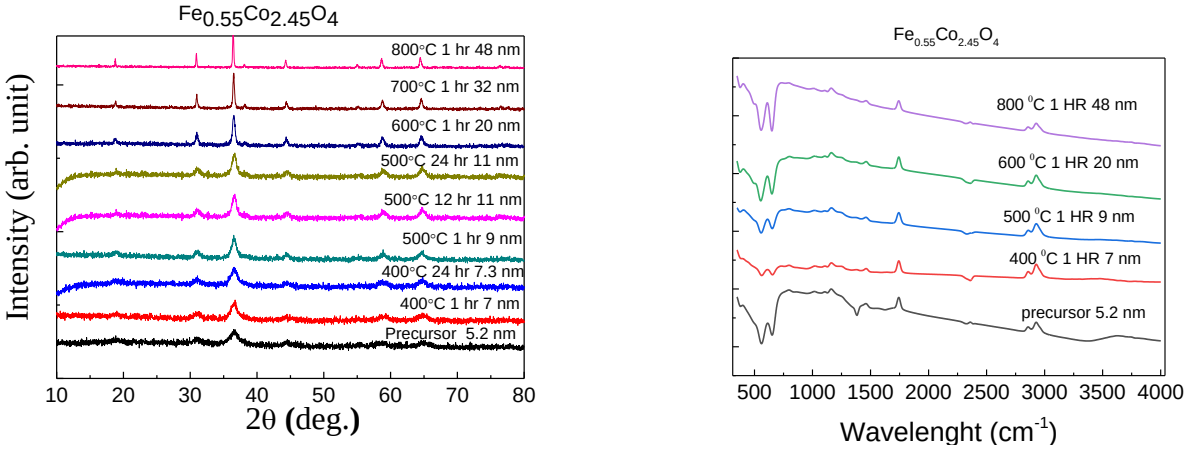


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы (слева) и Фурье трансформанты ИК спектров (справа) исходного порошка НЧ (precursor) и после термообработки в различных режимах.

Фурье инфракрасные спектры всех режимов термообработки подобны друг другу и аналогичным спектрам, полученным для эпитаксиальных пленок $FeCo_2O_4$ в работе [4], в которой выделяли три пика: ν_1 при 482 $см^{-1}$, обусловленный колебанием октаэдрической связи $Fe^{3+} \rightarrow O$, ν_2 при 550 $см^{-1}$, связанный с колебанием октаэдрической связи $Co^{3+} \rightarrow O$, и ν_3 при 645 $см^{-1}$, происходящий от колебания тетраэдрической связи $Co^{2+} \rightarrow O$. В нашей ситуации хорошо разрешены пики ν_2 и ν_3 с центрами тяжести при 556 и 648 $см^{-1}$. Отсутствие пика ν_1, по-видимому, можно связать с малым количеством железа в образце по сравнению с $FeCo_2O_4$, представленным в работе [4].

Термообработка очень сильно влияет на магнитные характеристики и на спектры МКД, но не монотонным образом. В исходном образце и при температурах обработки от 400 до 600 °C намагниченность весьма мала и ее полевые зависимости близки к супер-парамагнитному типу, сигнал МКД также мал и его спектры, практически, одинаковы для всех четырех случаев. Термообработка при 700 °C приводит к резкому возрастанию намагниченности, появлению гистерезиса и изменению формы спектра МКД. Последний становится похожим на спектр недиагональной компоненты ε” тензора диэлектрической проницаемости тонкой эпитаксиальной пленки $FeCo_2O_4$ (рис.6 в [5]).

Адсорбционные емкость наночастиц определяли по изменению интенсивности в спектрах оптического поглощения красителей на длинах волн 664 нм для MB и 500 нм для CR до и после взаимодействия наночастиц с растворами красителей. Для всех наночастиц выявлена предпочтительная адсорбция анионного красителя - CR. При этом с увеличением температуры и времени термической обработки адсорбционная емкость частиц уменьшается. Так, если для исходного образца (5.2 нм) за 9 мин взаимодействия наночастиц и раствора красителя CR степень удаления красителя составляет более 90 %, то для образца, обработанного при 500 °C в течении 1 часа (9 нм), за такое же время взаимодействия удаляется только 56 % молекул красителя из раствора.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда №23-22-10025, https://rscf.ru/project/23-22-10025 /, Красноярского краевого фонда науки.

Список использованной литературы:

1. V.C.S.S.V. Pradeep, S.K. Alla, A. Sharma, et al. // Inorg. Chem. Comm. – 2022. – 142. – 109698.
2. C. N. Yonti, P. K. Tsobnang, R. L. Fomekong, et al. // Nanomaterials– 2021. – 11. – 2833.
3. S. Senthia, V. Ratchagar, T. Thangeeswari, et al. // Digest J. Nanomat. Biostruc. – 2023. – 18. – 1235-1247.
4. J. Xie, C. Zhen, L. Xu, et al. //Cryst. Eng. Comm. – 2022. – 24. – 83-94.
5. S. Wang, H. Onoda, J. Harbovsky, et al. // J. Magn. Soc. Jpn. – 2023. – 47. – 137-143.

УДК 537.632

Радиопоглощающие магнитные полимерные композиты с наполнителями из ферритов-шпинелей

Костишин В.Г.

д.ф.-м. н., заведующий кафедры технологии материалов электроники, НИТУ МИСИС

Исаев И.М.

Проректор по безопасности и общим вопросам, НИТУ МИСИС

Шакирзянов Р.И.

к.ф.м.н- зам лаборатории, НИТУ МИСИС

Салогуб Д.В.

Инженер, НиТУ МИСИС

Миронович А.Ю.

к.т.н, доц. НИТУ МИСИС

Скибо Б.М.

Аспирант, НиТУ МИСИС

Аннотация. Поиск эффективных радиопоглощающих материалов для решения проблем электромагнитной совместимости, электромагнитного загрязнения, а также технологий скрытности и малозаметности — актуальная задача. В данной работе исследовалась возможность использовать в качестве таких материалов феррит-полимерные композиты. Для этого в полимерные матрицы марок ПС525, Ф2М, Ф-42, ПВС в различной концентрации интегрировали частицы Ni-Zn, Mn-Zn и Li-Zn ферритов. Были измерены радиопоглощающие характеристики полученных композитов: спектры комплексной диэлектрической и магнитной проницаемости, коэффициент отражения. Установлено, что исследуемые композиты могут быть использованы как эффективные радиопоглощающие материалы в частотном диапазоне 0,1-7 ГГц.

Ключевые слова: *радиопоглощающие композиты; Ni-Zn-ферриты-шпинели 2000НН; Mn-Zn-ферриты-шпинели 2000НМ; радиопоглощающие материалы; матрица; наполнитель; магнитная проницаемость; диэлектрическая проницаемость; удельное электросопротивление.*

Radio-absorbing magnetic polymer composites with fillers from ferrite spinels

Kostishin V.G.

D.F.M. Sc., Head of the Department of Electronics Materials Technology, National Technical University MISIS

Isaev I.M.

Vice-Rector for Security and General Affairs, National Technical University MISIS

Shakirzyanov R.I.

Ph.D., Deputy Laboratory, National Technical University MISIS

Salogub D.V.

Engineer, NTU MISIS

Mironovich A.Yu.

Ph.D., Associate Professor NUST MISIS

Skibo B.M.

Postgraduate student, NTU MISIS

Annotation. *The search for effective radio-absorbing materials to solve the problems of electromagnetic compatibility, electromagnetic pollution, as well as stealth and stealth technologies is an urgent task. In this work, we investigated the possibility of using ferrite-polymer composites as such materials. For this purpose, particles of Ni-Zn, Mn-Zn and Li-Zn ferrites were integrated into polymer matrices of the PS525, F2M, F-42, and PVA brands in various concentrations. The radio-absorbing characteristics of the resulting composites were measured: spectra of complex dielectric and magnetic permeability, reflection coefficient. It has been established that the composites under study can be used as radio-absorbing materials in the frequency range 0.1-7 GHz.*

Keywords: *radio-absorbing composites; Ni-Zn-ferrites-spinels 2000HH; Mn-Zn-ferrites-spinels 2000NM; radio absorbing materials; matrix; filler; magnetic permeability; the dielectric constant; electrical resistivity.*

Задача получения композиционных магнитных материалов актуальная вследствие необходимости разработки новых материалов с уникальными функциональными свойствами [1,2]. Одни из доминирующих в производстве и изучении композиционных материалов – полимерные композиционные материалы (ПКМ), в которых в качестве матриц выступают полимеры, связывающие различные функциональные наполнители в виде сфер, эллипсоидов, нитей, пластин, волокон и др. [1-3]. Особый интерес представляет разработка радиопоглощающих полимерных композитов, поскольку рост количества излучателей электромагнитных волн (ЭМВ) в радио- и СВЧ-диапазонах создает сложный электромагнитный фон в городской среде, жилых и промышленных помещениях. Можно утверждать, что вследствие сильного электромагнитного фона сформирован новый вид антропогенного загрязнения – электромагнитное.

Функциональные свойства радиопоглощающих ПКМ в СВЧ-диапазоне ЭМВ (ослабление, полоса поглощения, пиковое значение ослабления) зависят от таких физических параметров, как комплексные диэлектрическая ε* и магнитная μ* проницаемости, электропроводность σ. Радиопоглощающие характеристики ПКМ меняются при наличии включений. Так, включение в состав ПКМ магнитных окислов – ферритов [4, 5] – значительно повышает магнитные потери, особенно при частоте естественного ферромагнитного резонанса. Ферритовая керамическая технология позволяет получать большую номенклатуру различных составов с широким диапазоном магнитных свойств [6], что дает возможность создавать огромное количество радиопоглощающих композитов (РПК) с включениями из ферритов. С использованием керамической технологии могут производиться как порошки, так и объемные изделия, которые можно измельчать (например, бракованные изделия).

В работе представлены результаты исследования радиопоглощающих характеристик феррит-полимерных композитов, содержащих ферритовые наполнители (Ni-Zn, Mn-Zn и Li-Mn-Zn шпинели), и полимерные матрицы (ПС525, Ф2М, Ф-42, ПВС).

Анализ электрофизических и радиопоглощающих свойств феррит-диэлектрических композитов показывает, что электромагнитные свойства таких композитов в значительной степени определяются электрофизическими свойствами ферритовых включений. Вместе с тем

радиопоглощающие свойства композитов зависят также от диэлектрических свойств матрицы. Использование электроактивных полимеров с сегнетоэлектрической фазой (Ф2М, Ф-42) может улучшать радиопоглощающие свойства композитов на их основе в частотном диапазоне 2-7 ГГц. Установлено, что композиты с матрицей Ф-42 характеризуются большими значениями тангенса угла диэлектрических потерь $tg\delta_\varepsilon$ и большими по модулю $К_{отр}$.

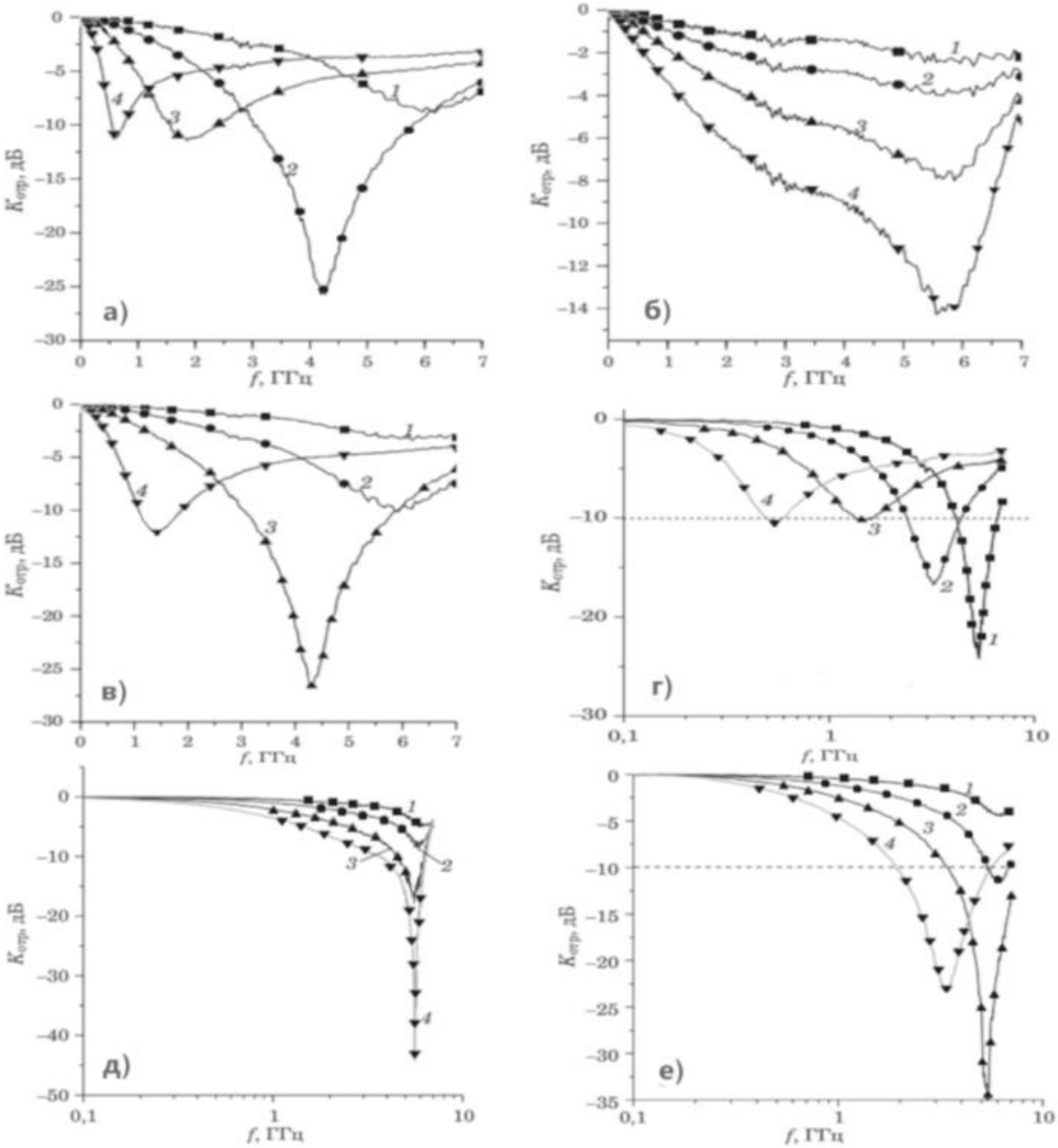


Рисунок 1. Частотные спектры коэффициента отражения $К_{отр}$ композитов Ф2М/Mn-Zn (а), Ф2М/Ni-Zn (б), Ф42/2000НМ (в), Ф42/2000НН (г) (концентрация — 20 (1), 40 (2), 60 (3), 80% (4)), ПС525/Mn-Zn(д), Ф2М/ LiMnZn (е), (концентрация 9 (1), 21 (2), 37 (3), 61% (4))

Оценка радиопоглощающих свойств феррит-полимерных композитов по спектрам коэффициента отражения от металла $К_{отр}$ выявила, что полученные материалы обладают выраженными радиопоглощающими свойствами в частотном диапазоне 0,1-7 ГГц. Максимальные значения $К_{отр}$ имели образцы, для которых значения нормализованного импеданса Z_{in}/Z_o были близки к 1. Для составов Ф2М/Ф42/ПВС-Ni-Mn феррит (концентрации 9 и 21%) $К_{отр}$ находился в диапазоне 16-25 дБ (средняя ширина поглощения (ниже 10 дБ) 2,5 ГГц). Вместе с тем для Ф2М/Ф42-Ni-Zn/Li-Mn-Zn шпинель с концентрациями феррита 37 и 61% $К_{отр}$ составил 15-44 дБ (средняя ширина поглощения 3,41 ГГц). Композиты с включениями из Mn-Zn феррита могут служить радиоэкранирующими материалами при концентрациях феррита более 37%.

Список использованной литературы:

4. Михайлин Ю.А. Конструкционные полимерные композиционные материалы. — СПб: Научные основы и технологии, 2010. — 822 с.
5. Михайлин Ю.А. Специальные полимерные композиционные материалы. — СПб: Научные основы и технологии, 2008. — 660 с.
6. Sankaran S., Deshmukh K., Ahamed M., Khadheer Pasha S. Recent advances in electromagnetic interference shielding properties of metal and carbon filler reinforced flexible polymer composites: a review / Compos. — A: Appl. Sci. 2018. Vol. 114. P. 49 – 71. DOI: 10.1016/j.compositesa.2018,08,006
7. Костишин В.Г., Шакирзянов Р.И., Исаев И.М., Салогуб Д.В. Исследование радиопоглощающих характеристик полимерных композитов с ферритовыми наполнителями / Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2022. Т. 88. № 6. С. 31-45.
8. Houbi A., Aldashevich Z., Atassi Y., et al. Microwave absorbing properties of ferrites and their composites: a review / J. Magn. Magn. Mater. 2021. Vol. 529. P. 167839.
9. Летюк Л.М., Костишин В.Г., Гончар А.Н. Технология ферритовых материалов магнитоэлектроники. — М.: МИСиС, 2005. — 352 с.

УДК 537.622.4

Влияние поверхностной нанокристаллизации в микропроводах состава $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ и $Fe_{73,8}Si_{13}B_{9,1}Cu_1Nb_{3,1}$ на величину эффекта гигантского магнитного импеданса

Фукс А.А.

м.н.с., лаборатория структурных исследований ИФТТ РАН,
аспирант, АШ по физике, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

Аксенов О.И.

к.ф.-м. н., н.с., лаборатория структурных исследований ИФТТ РАН

Аронин А.С.

д.ф.-м. н., профессор,
г.н.с., лаборатория структурных исследований ИФТТ РАН

Аннотация. *Аморфные микропровода, изготовленные методом Улитовского-Тейлора имеют неоднородное по радиусу распределение внутренних механических напряжений, которое в случае аморфных микропроводов на основе железа приводит к увеличению скоростей зарождения и роста нанокристаллов в области действия сильных сжимающих напряжений, т.е. в приповерхностном слое. Работа посвящена изучению влияния приповерхностного аморфно-нанокристаллического слоя, сформированного при термообработке под действием неоднородных внутренних механических напряжений, на величину эффекта гигантского магнитного импеданса (ГМИ) в аморфных микропроводов состава* $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ *и* $Fe_{73,8}Si_{13}B_{9,1}Cu_1Nb_{3,1}$.

Ключевые слова: *аморфный микропровод, нанокристаллизация, гигантский магнитный импеданс*

Influence of surface nanocrystallization in microwires of the composition $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ and $Fe_{73,8}Si_{13}B_{9,1}Cu_1Nb_{3,1}$ on the magnitude of the giant magnetoimpedance effect

Fuks A.A.,

Junior researcher, laboratory of structural research, ISSP RAS,
graduate student, Doctoral School of Physics, National research university «Higher school of economics»

Aksenov O.I.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences,
scientist, laboratory of structural research, ISSP RAS

Aronin A.S.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor,
main scientist, laboratory of structural research, ISSP RAS

Annotation. *Amorphous microwires manufactured by the Ulitovsky-Taylor method have a radially inhomogeneous distribution of internal mechanical stresses, which in the case of iron-based amorphous microwires leads to an increase in the rates of nucleation and growth of nanocrystals in the region of strong compressive stress, i.e. in the near-surface layer. The work is dedicated to studying the influence of a near-surface amorphous-nanocrystalline layer formed during heat treatment under the influence of inhomogeneous internal mechanical stresses on the magnitude of the giant magnetic impedance (GMI) effect in amorphous microwires of the composition* $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ *and* $Fe_{73.8}Si_{13}B_{9.1}Cu_1Nb_{3.1}$.

Keywords: *amorphous microwire, nanocrystallization, giant magnetoimpedance*

Фундаментальный и прикладной интерес к аморфным ферромагнитным микропроводам, покрытым стеклянной оболочкой, со стороны исследователей магнетизма вызван их выдающимися магнитными свойствами (магнитная мягкость, бистабильное перемагничивание, эффект гигантского магнитного импеданса (ГМИ) и естественный ферромагнитный резонанс). Главными технологическими преимуществами аморфных микропроводов, изготовленных методом Улитовского-Тейлора, являются их низкая стоимость и высокая скорость производства при возможности непрерывного литья микропроводов диаметром от единиц до нескольких сотен микрон при длине в несколько километров. Сочетание выдающихся магнитных свойств со сравнительной простотой и

производительностью технологического процесса определило основную область применения аморфных микропроводов в качестве миниатюрных чувствительных элементов сенсоров магнитного поля [1], механических напряжений [2], датчиков положения [3], защитных магнитных меток [4] и др.

Принцип работы значительного числа устройств, имеющих в качестве сенсора аморфные микропровода, основан на эффекте ГМИ. Этот эффект заключается в увеличении электрического импеданса микропровода во внешнем магнитном поле. Наиболее важная с практической точки зрения величина эффекта ГМИ определяется следующим образом:

$$\Delta Z/Z = [Z(H) - Z(H_{\max})]/Z(H_{\max}) \quad (1)$$

где *Z(H)* – импеданс микропровода во внешнем поле, H_{max} – максимальное магнитное поле, в подавляющем большинстве экспериментов это поле не меньше поля магнитного насыщения микропровода.

В настоящий момент максимальные наблюдаемые величины ГМИ эффекта достигнуты в микропроводах на основе кобальта: от 350 % в микропроводах, изготовленных методом «in-rotating-water» [5], до 650 % в микропроводах, изготовленных методом Улитовского-Тейлора и подвергнутых токовой термообработке [6]. В микропроводах на основе железа таких величин достигнуть не удаётся, максимальная величина *ΔZ/Z* составила 125 % в микропроводах из сплава $Fe_{70,8}Cu_1Nb_{3,1}Si_{14,5}B_{10,6}$ после термообработки при 550 °C в течение 1 часа. Тем не менее, максимальная величина эффекта всё ещё далека от значений в несколько тысяч процентов, предсказанных теорией. Поэтому основное внимание исследователей ГМИ в микропроводах в настоящий момент сосредоточено на оптимизации величины эффекта при различных параметрах термообработки, одновременном воздействии внешнего растяжения и термообработки, токовых отжигах, скручивании, а также при отслеживании параметров области с переходным химическим составом между стеклянной оболочкой и металлической сердцевиной микропровода.

Стоит отметить, что термообработка аморфных сплавов может приводить к формированию в аморфной структуре нанокристаллов. В сплавах систем Fe-Si-B и Fe-Si-B-Cu-Nb в зависимости от температуры и длительности отжига магнитные свойства могут, как улучшаться при выделении нанокристаллов α-Fe(Si), так и ухудшаться при последующем выделении нанокристаллов Fe_2B и Fe_3B [7]. Стоит отметить, что плотность выделяющихся нанокристаллов отличается от плотности оставшейся аморфной матрицы (объемный эффект кристаллизации). При этом ранее не учитывалось влияние неоднородного распределения внутренних механических напряжений на процесс формирования нанокристаллов в аморфных микропроводах.

Внутренние механические напряжения в микропроводах индуцируются в процессе изготовления. Согласно работе [8], при изготовлении методом Улитовского-Тейлора источниками напряжений является охлаждение расплава с высокой скоростью (не менее 10^6 К/с), вытяжка микропровода в поле тяжести, а также то, что стеклянная оболочка и металлическая сердцевина имеют различные коэффициенты термического расширения и, следовательно, охлаждаются с разной скоростью. Приповерхностная область микропровода подвержена в основном действию осевых сжимающих напряжений, величина которых может достигать единиц ГПа. Центральная часть микропровода находится под действием растягивающих осевых напряжений, достигающих нескольких сот МПа. На примере микропроводов состава $Fe_{73.8}Si_{13}B_{9.1}Cu_1Nb_{3.1}$ в работе [9] было показано, что описанное выше распределение напряжений при отрицательном объемном эффекте кристаллизации, когда плотность выделяющихся нанокристаллов больше плотности аморфной матрицы, приводит к увеличению скоростей зарождения и роста нанокристаллов в области действия сжимающих напряжений. Таким образом, становится возможным определить такие условия термообработки, при которых на поверхности микропровода сформирован аморфно-

нанокристаллический слой при сохранении аморфности в центральной части, что и было продемонстрировано в работе [10].

Создание такого материала потенциально может расширить область применения микропроводов на основе железа в качестве основы сенсоров на эффекте ГМИ. С одной стороны на глубинах скин-слоя, составляющих от нескольких сот нанометров до нескольких микрон, будет создана аморфно-нанокристаллическая структура с улучшенными магнитными характеристиками, с другой стороны в центральной части сохранится аморфная структура с хорошими прочностными характеристиками и чувствительностью к приложению внешней нагрузки. Стоит также отметить, что ранее в публикациях различных авторов при рассмотрении влияния термообработки на величину эффекта ГМИ не отмечалось влияние внутренних напряжений на формирование нанокристаллов. Это могло быть причиной того, что при длительных термообработках в приповерхностной области микропроводов оптимальное с точки зрения магнитных свойств соотношение между объемной долей нанокристаллов и аморфной матрицей нарушалось, что, вероятно, могло привести к уменьшению наблюдаемых величин ГМИ эффекта.

Данная работа посвящена исследованию магнитных свойств и эффекта ГМИ в микропроводах состава $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ и $Fe_{73,8}Si_{13}B_{9,1}Cu_1Nb_{3,1}$ с частично кристаллизованным приповерхностным слоем. Измерения импеданса осуществлялись при получении параметра отражения S_{11} с помощью векторного анализатора цепей в диапазоне частот от 100 кГц до 1 ГГц. Частотные зависимости импеданса измерялись в различных магнитных полях величиной до 10,7 кА/м, создаваемых парой катушек Гельмгольца. Магнитное поле прикладывалось вдоль оси микропровода.

Список использованной литературы:

1. Honkura Y., Honkura S. The development of a micro-coil-on ASIC type GSR sensor driven by GHz pulse current // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. – V. 513. – 167240.
2. Sabol R., Klein P., Ryba T. et al. Novel Applications of Bistable Magnetic Microwires // Acta Physica Polonica A. – 2017. – V. 131. No. 4. – PP. 1150-1152.
3. Jacko P., Jurč R., Galdun L. et al. Linear position sensor using magnetically bistable microwire // Sensors & Actuators: A. Physical. – 2023. – V. 349 – 114017.
4. Zhukova V., Corte-Leon P., Blanco J.M. et al. Development of Magnetically Soft Amorphous Microwires for Technological Applications // Chemosensors. – 2022. – V. 10. No. 1. – P. 26.
5. Blanco J.M., Zhukov A.P., González J. Torsional stress impedance and magneto-impedance in $(Co_{0.95}Fe_{0.05})_{72.5}Si_{12.5}B_{15}$ // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1999. – V. 32. – PP. 3140-3145.
6. Corte-Leon P., Zhukova V., Ipatov M. et al. Engineering of magnetic properties of Co-rich microwires by joule heating // Intermetallics. – 2019. – V. 105. – PP. 92-98.
7. Herzer G. Nanocrystalline Soft Magnetic Materials // Physica Scripta. – 1993. – V. T49. – PP. 307-314.
8. Chiriac H., Óvári T.A., Pop Gh. Internal stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires // Physical Review B. – 1995. – V. 52. No. 14. – PP. 10104-10113
9. Fuks A., Abrosimova G., Aksenov O. et al. The Influence of Internal Stress on the Nanocrystal Formation of Amorphous $Fe_{73.8}Si_{13}B_{9.1}Cu_1Nb_{3.1}$ Microwires and Ribbons // Crystals. – 2022. – V. 12. No. 10. – 1494.
10. Фукс А.А., Абросимова Г.Е., Аксенов О.И., Аронин А.С. Поверхностная кристаллизация аморфных микропроводов состава $Fe_{73,8}Si_{13}B_{9,1}Cu_1Nb_{3,1}$ и $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ // Физика твердого тела. – 2023. – № 1. – С. 35-38.

УДК 537.9

Влияние закалки на микроструктуру и свойства объемных композитов InSb-MnSb

Овешников Л.Н.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Нехаева Е.И.

лаборант-исследователь, Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Харламова А.М.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Припеченков И.М.

аспирант, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Джалолиддинзода М.

аспирант, Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”

Давыдов А.Б.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Риль А.И.

научный сотрудник, Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук

Ганьшина Е.А.

д.ф.-м. н., профессор, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Грановский А.Б.

д.ф.-м. н., профессор, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Аннотация. *В работе исследуется влияние закалки на структурные, магнитные и транспортные свойства композитных систем InSb-MnSb. В сравнении с кристаллами, выращенными в равновесных условиях, закалённые образцы демонстрируют существенно меньший масштаб фазового расслоения, хотя структурные параметры при этом не меняются. Магнитные и магнитооптические свойства композитов определяются фазой MnSb. При этом закалка приводит к заметному увеличению коэрцитивной силы рассматриваемых систем, а также уменьшению удельного сопротивления. Анализ магнитотранспортных данных указывает на наличие растворённых атомов марганца в матрице InSb, свойства которых проявляются только при низких температурах.*

Ключевые слова: *ферромагнитные композиты, рост кристаллов, магнитные и магнитооптические свойства, магнетотранспорт*

Influence of quenching on the microstruture and propeties of bulk InSb-MnSb composites

Oveshnikov L.N.

PhD, Senior Researcher, P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

Nekhaeva E.I.

Research Assistant, National Research Center «Kurchatov institute»

Kharlamova A.M.

PhD, Senior Researcher, Lomonosov Mocow State University

Pripechenkov I.M.

PhD student, Lomonosov Mocow State University

Jaloliddinzoda M.

PhD student, National University of Science and Technology ‘‘MISiS’’

Davydov A.B.

PhD, Senior Researcher, P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

Ril’ A.I.

Researcher, N.S. Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry of the Russian Academy of Sciences

Gan’shina E.A.

Dr.Sc., Professor, Lomonosov Mocow State University

Granovsky A.B.

Dr.Sc., Professor, Lomonosov Mocow State University

Annotation. *In this work we studied the effect of quenching on the structural, magnetic and transport properties of InSb-MnSb composite systems. As compared to crystals grown under equilibrium conditions, quenched samples demonstrate a significantly smaller scale of phase separation, although the structural parameters do not change. The magnetic and magneto-optical properties of composites are determined by the MnSb phase. Quenching leads to a noticeable increase in the coercive force of the systems under consideration, as well as a decrease in resistivity. Analysis of magnetotransport data indicates the presence of manganese atoms diluted in the InSb matrix, the properties of which manifest itself only at low temperatures.*

Keywords: *ferromagnetic composites, crystal growth, magnetic and magneto-optical properties, magnetotransport*

Функциональные свойства композитных систем имеют сложную зависимость от параметров пространственного распределения составляющих их фаз. Применение закалки при получении кристалла может существенно влиять на микроструктурные параметры системы, однако, ввиду комплексного характера взаимодействия компонент прогнозировать соответствующее изменение в случае композитов оказывается невозможным, что актуализирует экспериментальные исследования многокомпонентных систем. Композиты типа полупроводник-ферромагнетик (ФМ) представляют значительный интерес для спинтронных приложений, поскольку предполагают возможность управления спин-

поляризованным током посредством внешних воздействий. В сравнении с разбавленными магнитными полупроводниками (РМП), магнитные композиты зачастую обладают высокими значениями температуры Кюри, что делает их более перспективными с точки зрения приложений. В частности, MnSb характеризуется температурой Кюри около 600 К [1], что определяет интерес к исследованию композитов на его основе.

В рамках настоящей работы исследовались композитные кристаллы (1-*y*)InSb+*y*×MnSb, полученные прямым справлением элементных прекурсоров. Рассмотрен диапазон составов *y* = 36-57 мол.% (фракционная доля MnSb в композите пересчитывалась в весовые и объемные проценты с использованием табличных значений молярных масс и плотностей бинарных соединений InSb и MnSb). Исследовались как равновесные (*as-grown*) кристаллы (медленное охлаждение расплава), так и закалённые из расплава (*quenched*). Основной целью работы являлось изучение влияния закалки на свойства получаемых композитов. Рентгенодифракционные исследования подтверждают ожидаемый фазовый состав равновесных кристаллов. При этом, для закалённых кристаллов наблюдается отличие в интенсивностях дифракционных пиков по сравнению с данными для равновесных кристаллов, однако, набор фаз и параметры соответствующих ячеек оказываются идентичны в обоих случаях. Наиболее ярким эффектом закалки для исследуемой системы является существенное уменьшение масштабов фазового расслоения. Так, характерные размеры чередующихся областей InSb и MnSb для равновесных кристаллов оказываются на порядок больше, чем в случае закалённых образцов. Уменьшение размеров магнитных областей MnSb подтверждается данными Керр-микроскопии. При этом спектральные исследования магнитооптического отклика кристаллов InSb-MnSb подтверждают доминантную роль фазы MnSb в формировании магнитных свойств данной системы.

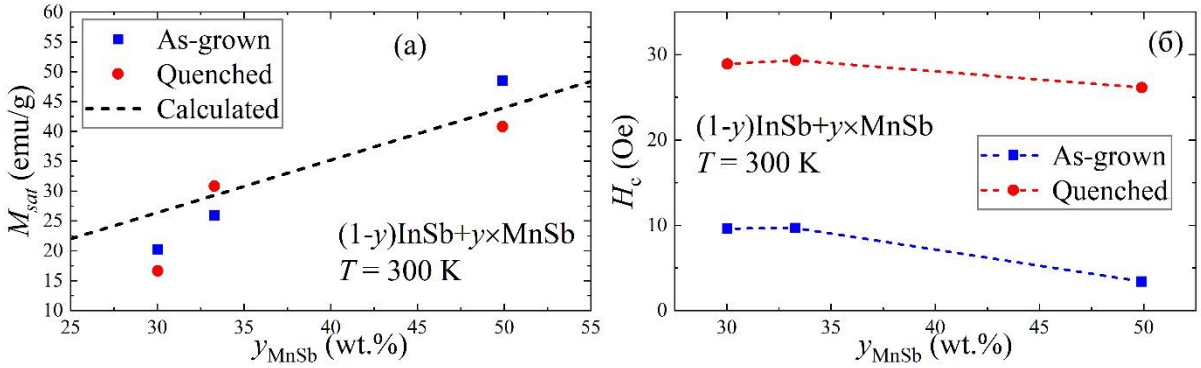


Рис. 1. (а) Композиционная зависимость намагниченности насыщения закалённых (quenched) и равновесных (as-grown) кристаллов InSb-MnSb при комнатной температуре; пунктирной линией показана расчётная зависимость отклика на основе литературных данных [1]; (б) композиционная зависимость коэрцитивной силы исследуемых образцов.

Результаты магнитометрических исследований кристаллов InSb-MnSb при комнатной температуре представлены на рис. 1. Из рис. 1а видно, что величина намагниченности насыщения M_{sat} растёт вместе с долей MnSb. Из литературных данных [1] следует, что намагниченность насыщения чистого MnSb при комнатной температуре составляет примерно 88 emu/g. Полагая линейную корреляцию с составом, была построена расчётная зависимость $M_{sat}(y)$, показанная пунктирной линией на рис. 1а. Из данного сравнения видно, что в случае минимального y магнитный отклик системы оказывается заметно слабее ожидаемого. Это может указывать как на частичную декомпозицию фазы MnSb в случае малого содержания, так и на вариацию её стехиометрии. Так, MnSb обладает довольно широкой областью гомогенности, а избыток атомов марганца обычно сопровождается ослаблением магнитного отклика, в том числе, величины M_{sat}. При этом эффект закалки на величину M_{sat} оказывается неоднозначным. В свою очередь, если рассматривать вариацию коэрцитивной силы

исследуемых композитов (рис. 1б), то вполне очевидно, что закалка приводит практически к трехкратному увеличению H_c. При этом значения H_c для равновесных кристаллов оказываются аналогичны чистому MnSb [2], а значения для закалённых кристаллов, аналогичны величине H_c для закалённого композита GaSb-MnSb [3]. Таким образом, соответствующий рост H_c при закалке оказывается вполне универсальным, хотя его объяснение на данном этапе затруднительно.

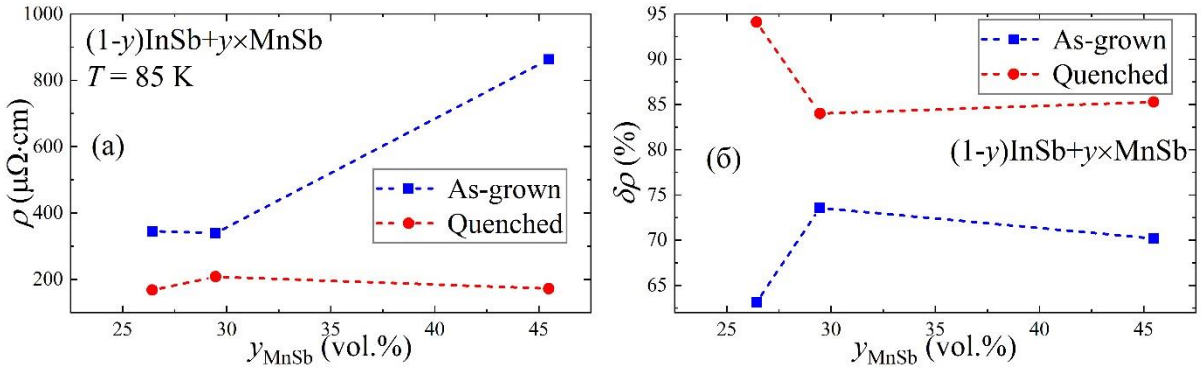


Рис. 2. (а) Композиционная зависимость удельного сопротивления закалённых и равновесных кристаллов InSb-MnSb при температуре 85 К; (б) композиционная зависимость относительной амплитуды изменения сопротивления $\delta\rho$ с температурой для исследуемых образцов.

Все образцы демонстрировали металлический характер зависимости $\rho(T)$. На рис. 2а представлена композиционная зависимость удельного сопротивления при температуре $T_1 =$ 85 К, а на рис. 2б – композиционная зависимость относительной амплитуды изменения сопротивления, определяемой в данном случае как $\delta\rho = 100\% \cdot (\rho(T_2) - \rho(T_1))/\rho(T_1)$ ($T_2 =$ 295 К). Из представленных данных видно три основных результата. Во-первых, зависимость $\rho(y)$ для всех кристаллов оказывается существенно нелинейной, и даже немонотонной, что противоречит простой формуле Ландауэра [4] и предполагает сопутствующую вариацию параметров компонент композита (дефектность, структура границ кристаллитов). Во-вторых, закалка приводит к заметному уменьшению сопротивления, что может быть связано с уменьшением масштаба фазового расслоения. В-третьих, закалка приводит к некоторому увеличению амплитуды $\delta\rho$, что может указывать на больший относительный вклад фазы MnSb. Дополнительный анализ магнетотранспортных данных показывает, что исследуемые кристаллы InSb-MnSb качественно аналогичны композитам GaSb-MnSb [3]. Особенности температурного поведения амплитуды аномального Холла также указывают на наличие растворённых атомов марганца в матрице InSb.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-73-20220.

Список использованной литературы:

1. T. Okita, Y. Makino. // J. Phys. Soc. Jap. – 1968. – Vol. 25. – p. 120.
2. L.N. Oveshnikov et al.. // J. Magn. Magn. Mater. – 2022. – Vol. 563. – p. 169873.
3. L.N. Oveshnikov et al.. // J. Magn. Magn. Mater. – 2023. – Vol. 565. – p. 170242.
4. R. Landauer. // J. Appl. Phys. – 1952. – Vol. 23. – p. 779.

УДК 535.47: 535.514.9

Киральные тонкопленочные метаматериалы на основе массивов кобальтовых наноспиралей

Трушин О.С.

д.ф.-м.н., директор Ярославский филиал Физико-технологического института им. К.А. Валиева

Фаттахов И.С.

м.н.с., Ярославский филиал Физико-технологического института им. К.А. Валиева

Федоров А.С.

м.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Московский физико-технический институт

Логунов М.В.

д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Московский физико-технический институт

Аннотация. *Представлены результаты экспериментальных исследований киральных пленочных структур на основе массивов кобальтовых наноспиралей, получаемых методом наклонного напыления. Показано, что в условиях электронно-лучевого испарения на вращающуюся наклонную подложку формируется массив наноспиралей, закрученных в одну сторону. Изменяя скорость вращения подложки, можно изменять геометрические размеры наноспиралей (шаг и радиус спирали). Полученные таким образом киральные тонкопленочные метаматериалы демонстрируют выраженный циркулярный дихроизм, что может быть использовано для создания поляризаторов, оптических и магнитооптических фильтров.*

Ключевые слова: *киральные метаматериалы, наноспирали, циркулярный дихроизм*

Chiral thin-film metamaterials based on cobalt nanospiral arrays

Trushin O.S.

Dr.Sc., head of Valiev institute of Physics and Technology of RAS, Yaroslavl Branch

Fattakhov I.S.

Junior researcher, Valiev institute of Physics and Technology of RAS, Yaroslavl Branch

Fedorov A.S.

Junior researcher, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Moscow Institute of Physics and Technology

Logunov M.V.

Dr.Sc., professor, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Moscow Institute of Physics and Technology

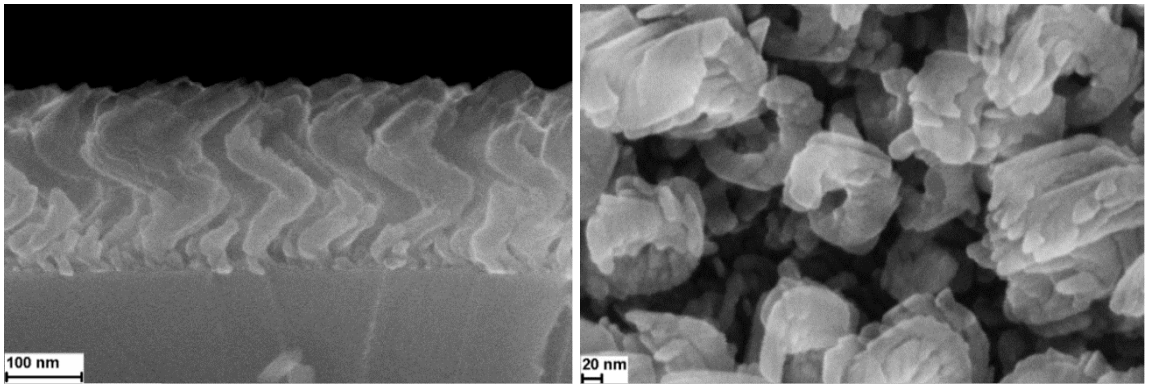
Annotation. *The results of experimental studies of chiral film structures based on arrays of cobalt nanospirals obtained by inclined deposition are presented. It has been shown that under conditions of electron beam evaporation, the array of nanospirals twisted in one direction is formed on a rotating inclined substrate. By changing the speed of substrate's rotation, one can change the geometric*

dimensions of the nanospirals (spiral pitch, spiral radius). The chiral thin-film metamaterials obtained in this way exhibit pronounced circular dichroism, which can be used to create optical and magnetooptical polarizers and filters.

Keywords: *chiral metamaterials, nanospirals, circular dichroism*

Оптические метаматериалы и технологии их получения находятся в фокусе внимания в современной научной литературе. Возможность создания искусственных материалов с уникальными оптическими характеристиками позволяет исследовать фундаментальные механизмы взаимодействия света с веществом и открывает широкие перспективы их практического применения [1-4]. Важным примером такого рода являются киральные пленочные структуры [4]. Такие структуры состоят из периодически расположенных на плоской подложке одинаковых геометрических форм (метаатомов) с типичными размерами, сравнимыми с длиной волны видимого света. Существенным свойством таких форм является нарушение зеркальной симметрии, что придает такой пленочной структуре свойство киральности. Это свойство проявляется в оптических явлениях в виде различного характера взаимодействия такого материала с право- и лево- циркулярно поляризованным светом. При пропускании света через такой метаматериал наблюдается явление кругового дихроизма, а при отражении от такой поверхности происходит изменение состояния поляризации и интенсивности света. Эти явления можно использовать для практических применений при создании оптических и магнитооптических фильтров, поляризаторов и сенсоров разного типа [4]. В настоящее время для создания киральных метаматериалов используют вещества с разной природой проводимости: диэлектрики, полупроводники и металлы. Для создания таких структур применяются различные технологии. Наиболее совершенные по форме и одинаковые по размерам наноструктуры получают методами нанолитографии и нанопечати [2,4]. Однако высокая стоимость таких методов препятствует широкому практическому применению получаемых материалов. В последние годы для получения киральных метаматериалов широко используется недорогой метод наклонного напыления с вращением подложки (GLAD) [3,5]. В рамках этого метода формирование массивов наноспиралей осуществляется в условиях электронно-лучевого испарения на наклонную подложку за счет эффекта затенения. Данный эффект состоит в том, что кристаллиты, получившие случайное преимущество в росте на начальных этапах напыления, в дальнейшем затеняют соседей, подавляя их рост. Тем самым в растущей пленке образуются поры и формируется массив отдельных нановолокон. Включение вращения подложки вокруг нормали к ее поверхности в процессе роста приводит к постепенному смещению области тени и формированию наноспиралей. При этом все наноспирали синхронно закручены в одну сторону, что придает свойство киральности всей метаповерхности. Изменяя скорость вращения подложки, можно изменять геометрические размеры наноспиралей (шаг спирали, радиус спирали и др.). Подходящей технологией для экспериментов по наклонному напылению является электронно-лучевое испарение. Этот метод сочетает достаточно высокий рабочий вакуум и однородный поток распыляемого материала. В настоящей работе эксперименты по напылению пленок кобальта на наклонную подложку проводили на установке электронно-лучевого испарения Оратория-9. Условия напыления были следующие: базовый вакуум: $4 \cdot 10^{-6}$ мм.рт.ст; напряжение электронного луча 8 кВ; ток 0.5 А. Пленки кобальта напылялись на стеклянную подложку прямоугольной формы размером 20*20 мм. Подложка крепилась на держатель под наклоном к потоку напыляемого материала. Кроме того, держатель обеспечивал возможность вращения подложки с варьируемыми скоростями. Все эксперименты проводились при комнатной температуре. Скорость роста пленок варьировалась в зависимости от угла наклона подложки от 0.9 до 1.5 нм/с. Время напыления было одинаковым для всех образцов и составляло 5 мин. Полученные таким образом пленки далее подвергались различным видам анализов. Морфология и структура получаемых пленок была исследована методом сканирующей электронной микроскопии SEM (SUPRA-40). Оптические характеристики измерялись на CD спектрометре

J-1500. В результате проведенных ранее исследований было установлено, что оптимальные условия для наноструктурирования пленок кобальта реализуются при углах наклона подложки $\theta > 80^{o}$ [6]. Оптимальными, в данном контексте, являются условия напыления, обеспечивающие наиболее четко выраженное наноструктурирование, когда пленка состоит из отдельных нановолокон, разделенных порами. В этих условиях формируется массив наноколонн с углом наклона около 60^{o}. Каждая наноколонна имеет поперечные размеры менее 30 нм и длину около 400 нм. Картина роста сильно изменится, если оставить тот же угол наклона подложки, но начать менять ее ориентацию по отношению к падающему на нее потоку вещества. Для этого было включено вращение подложки. Картины роста пленок при скорости вращения подложки 0.3 об/мин и угле наклона $\theta=85^{o}$ представлены на SEM изображениях на рис.1. Как видно из анализа этих рисунков, при включении вращения подложки в процессе роста пленки формируется массив наноспиралей (геликонов). Проведенные эксперименты показали, что при изменении скорости вращения изменяется шаг спирали и ее радиус. Таким образом, данные эксперименты показывают возможность эффективно управлять текстурой роста путем изменения условий напыления.



а) б)

Рис. 1. Микроскопические изображения наноструктурированных пленок Co, полученных при скорости вращения подложки 0.3 rpm. а) поперечный срез и б) вид сверху соответственно.

Как мы видели ранее, при включении вращения подложки в процессе роста пленки происходит формирование массива наноспиралей. Все эти наноспирали закручены в одну и ту же сторону, что определяется направлением вращения образца. Такая морфология роста приводит к нарушению симметрии в плоскости пленки по отношению к зеркальным отражениям. Это свойство получило название киральность. Исходя из общих соображений симметрии можно ожидать, что киральность поверхности может проявиться в оптических явлениях, например, если световая волна обладает циркулярной поляризацией. В определенных условиях, видимо, циркулярно поляризованный свет будет по-разному взаимодействовать с наноспиралями, закрученными направо и налево. При этом можно ожидать, что геометрические размеры наноспирали (величина шага и ее радиус) должны влиять на поляризационные свойства структуры. Для проверки этих предположений были проведены исследования эффекта циркулярного дихроизма на полученных образцах. На рис. 2 показаны спектры циркулярного дихроизма для образцов, полученных при разных скоростях вращения подложки – от 0.3 до 0.6 об/мин. Анализ приведенных данных показывает, что киральные пленочные структуры демонстрируют выраженный эффект циркулярного дихроизма величиной до нескольких градусов. При этом полученные спектры существенным образом зависят от геометрических размеров наноспиралей (шага спирали). При увеличении скорости вращения подложки уменьшается шаг спирали и, соответственно, минимум и максимум на спектре смещается в область меньших длин волн. Таким образом, изменяя скорость вращения подложки, можно направленно изменять оптические характеристики пленки. Отметим, что использование кобальта в качестве исходного материала для

наноспиралей приводит также к возможности реализации магнитного циркулярного дихроизма. Учитывая значительную коэрцитивную силу массива наноспиралей и высокое поле насыщения (~10 кЭ, [6]), магнитное поле можно использовать для коррекции параметров оптических элементов на базе наноспиралей.

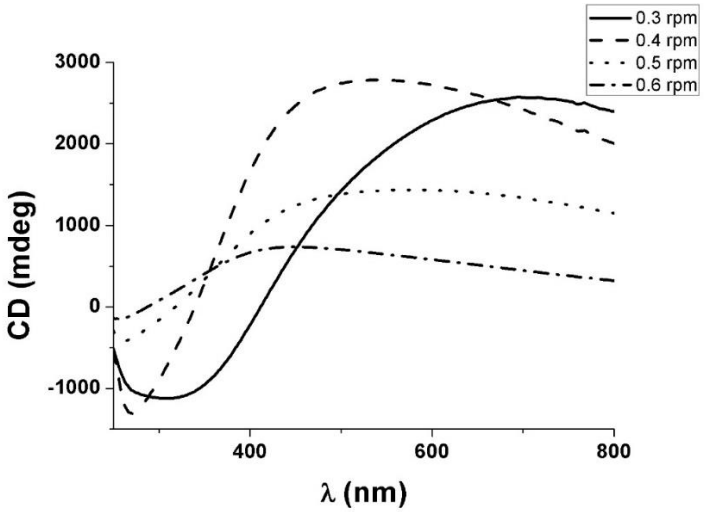


Рис. 2. Спектры циркулярного дихроизма (CD) для образцов, полученных при разных скоростях вращения подложки (0.3-0.6 об/мин).

Так как процессы роста пленок в рассматриваемых условиях носят стохастический характер, формируемый массив наноспиралей характеризуется существенным разбросом по размерам и форме. Однако, суммарное действие большого числа наноспиралей создает эффект киральной среды и демонстрирует существенную асимметрию оптических характеристик получаемых структур. При условии дальнейших работ по оптимизации технологии и улучшению функциональных характеристик получаемых структур данные эффекты могут быть использованы при создании оптических и магнитооптических фильтров, поляризаторов и различных оптических сенсоров.

Список использованных источников:

1. Gibbs J.G., Mark A.G., Eslami S., and Fischer P. Plasmonic nanohelix metamaterials with tailorable giant circular dichroism // Appl. Phys. Lett. – 2013. – V. 103. – P. 213101-1.

2. Gansel J.K., Thiel M., Rill M.S., Decker M., Bade K., Saile V., Freymann G., Linden S., Wegener M. Gold Helix Photonic Metamaterial as Broadband Circular Polarizer // Science. – 2009. – 325. – P. 1513.

3. Lee S.H., Singh D.P., Sung J.H., Jo M-H., Kwon K.C., Kim S.Y., Jang H.W. and Kim J.K. Highly photoresponsive and wavelength-selective circularly-polarized-light detector based on metal-oxides hetero-chiral thin film // Scientific Reports. – 2016. – V. 6. – P. 19580.

4. Kim J., Rana A.S., Kim Y., Kim I., Badloe T., Zubair M., Mehmood M.Q., Rho J. Chiroptical Metasurfaces: Principles, Classification, and Applications // Sensors. – 2021. –V. 21. – P. 4381.

5. Hawkeye M.M., Taschuk M.T., Brett M.J. Glancing Angle Deposition of Thin Films:-. John Wiley & Sons London: Ltd. UK. 2014. – 299 P.

6. Трушин О.С., Фаттахов И.С., Попов А. А., Мазалецкий Л. А., Ломов А. А., Захаров Д.М., Гайдукасов Р.А., Мяконьких А.В., Шендрикова Л.А. Управление магнитной анизотропией и оптическими характеристиками наноструктурированных пленок кобальта методом наклонного напыления // ФТТ. – 2023. – Т. 65. – №. 6. – С. 996.

УДК 537.6

3D-печать нанокристаллических магнитов Nd-Fe-B: пространственное распределение температуры и магнитных свойств

Волегов А.С.

к.ф.-м.н., доцент кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов ИЕНиМ УрФУ

Андреев С.В.

старший научный сотрудник ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Голубятникова А.А.

лаборант-исследователь ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Добросердова А.Б.

к.ф.-м.н., доцент кафедры теоретической и математической физики ИЕНиМ УрФУ

Мальцева В.Е.

младший научный сотрудник ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Носова Н.М.

младший научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния и наноразмерных систем ИЕНиМ УрФУ

Уржумцев А.Н.

к.ф.-м.н., младший научный сотрудник ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *Аддитивное производство конструкционных материалов в настоящее время применяется в промышленном производстве и область его использования постоянно расширяется. Функциональные материалы этими методами практически не выпускаются ввиду сильной зависимости свойств от особенностей структуры. В настоящей работе методом селективного лазерного спекания получены образцы магнитотвердых материалов, исследованы их гистерезисные магнитные свойства, предложен метод получения распределения свойств по толщине на основании магнитометрических исследований, построена модель теплопереноса в порошковом слое.*

Ключевые слова: *3D-печать, селективное лазерное спекание, Nd-Fe-B*

3D-printing of Nd-Fe-B nanocrystalline magnets: spatial distribution of temperature and magnetic properties

Volegov A.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, INSMA UrFU

Andreev S.V.

Senior Researcher, Department of Solid State Magnetism INSMA UrFU

Golubiatnikova A.A.

Research Assistant, Department of Solid State Magnetism INSMA UrFU

Dobroserdova A.B.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Theoretical and Mathematical Physics, INSMA UrFU

Maltseva V.E.

Junior Researcher, Department of Solid State Magnetism INSMA UrFU

Nosova N.M.

Junior Researcher, Department of Condensed State and Nanoscale Systems Physics INSMA UrFU

Urzhumtsev A.N.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Junior Researcher Department of Solid State Magnetism INSMA UrFU

Annotation. *Additive manufacturing is currently used in industrial production to create structural materials, and its applications are constantly expanding. However, functional materials are not commonly produced using these methods due to the strong dependence of their properties on structural features. The current study focuses on the preparation of samples of magnetically hard materials by selective laser sintering, the investigation of their hysteresis magnetic properties, the proposal of a method for obtaining the thickness distribution of properties based on magnetometric studies, and the construction of a model of heat transfer in a powder layer.*

Keywords: *3D-printing, selective laser sintering, Nd-Fe-B*

Магнитные гистерезисные свойства (остаточная намагниченность и максимальное энергетическое произведение) редкоземельных магнитотвердых материалов и изготовленных из них постоянных магнитов практически достигли своего теоретического предела, что ограничивает дальнейшее развитие технических устройств, в составе которых используются постоянные магниты. Выходом из сложившейся ситуации является применение аддитивных технологий, которые с одной стороны позволяют получать постоянные магниты сложной формы, а с другой стороны, позволяют управлять магнитными свойствами, предоставляют возможность локально управлять функциональными свойствами материала в изделии за счет варьирования химического состава и параметров аддитивного производства, таких как мощность лазерного излучения, диаметр пятна лазерного пучка на поверхности построения, расстояние между центрами соседних проходов лазерного излучения по поверхности построения, скорость движения пятна лазерного пучка, толщина слоя насыпки порошка, фракционный состав порошка и др. Этот набор возможностей потенциально обеспечивает изготовление функциональных частей устройств за одну операцию с одинаковыми функциональными характеристиками.

Основная проблема массового внедрения 3D-печати в производство обусловлена сильной зависимостью функциональных свойств от микроструктурного состояния материала. Постоянные магниты сейчас получают используя несколько типов аддитивных процессов. Наибольшую популярность получил процесс экструзии материала, при котором в полимер помещают магнитные частицы со сформированными магнитными свойствами. В процессе печати полимер с наполнителем локально разогревается в печатающей головке и слой за слоем наносится в нужных местах, в результате чего получается необходимая форма изделия. Ввиду большого содержания полимера, достигающего половины от занимаемого объема, магнитные

свойства таких изделий значительно уступают постоянным магнитам и магнитным системам, изготавливаемым по традиционным технологиям. Наиболее перспективным типом процесса в настоящее время представляется селективное лазерное спекание, поскольку оно не требует обязательного наличия связующего или требует его в значительно меньших количествах.

Предложенный нами подход [1,2] заключается в использовании смеси порошков, состоящей из основного порошка с наноразмерными выделениями высокоанизотропной фазы типа $Nd_2Fe_{14}B$ и дополнительного эвтектического сплава $Nd_{75}(Cu_{0,25}Co_{0,75})_{25}$. Последний решает три задачи: за счет скрытой теплоты плавления предотвращает перегрев и неконтролируемый рост кристаллитов основного порошка, выступает связующим для жидкофазного спекания и инфильтрующей добавкой для уменьшения межзеренного обменного взаимодействия и увеличения коэрцитивной силы.

Описанным методом получены образцы магнитотвердых материалов. В процессе изготовления калиброванной камерой со специально разработанной оптической системой получены изображения области движения лазерного пучка по поверхности построения. Получена оценка температуры поверхности. Определена толщина спеченного слоя. Исследованы зависимости коэрцитивной силы материала при механическом уменьшении его толщины как со стороны поверхности построения, так и с обратной стороны. На основании полученных зависимостей построены распределения материала по коэрцитивности в зависимости от глубины расположения слоя. Методом конечных элементов построены распределения температур при нагреве и оценены параметры теплопереноса в порошковом слое с учетом полученных экспериментально результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-10104.

Список использованной литературы:

1. A.S. Volegov et.al., Additive manufacturing of heavy rare earth free high-coercivity permanent magnets // Acta Materialia. – 2020. – 188. – 733-739.
2. V. Maltseva et al. The Magnetic Properties of a NdFeB Permanent Magnets Prepared by Selective Laser Sintering // Physics of Metals and Metallography. – 2022. – 123(8). – 740–745.

УДК 537.6

Синтез и изучение свойств магнитогранулированной структуры из полупроводника (GaSb), магнитожесткого (GaMn) и магнитомягкого (MnSb) ферромагнетиков, как перспективный материал для устройств спинтроники

Джалолиддинзода М.

Аспирант 4-го курса кафедры технологии материалов электроники НИТУ «МИСИС»

Биктеев А.А.

студент 2-го курса НИЯУ «МИФИ»

Маренкин С.Ф.

д.х.н., профессор института общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН

Аннотация. *Магнитогранулированные структуры рассматриваются как перспективные материалы для создания устройств спинтроники, таких как спиновых вентилей. Вместо сверхрешеток возможно использование магнитных гранулированных структур, состоящие из немагнитной матрицы и ферромагнитных нанокластеров. Одним из представителей таких структур является композит системы GaSb-MnSb-GaMn.*

Данная работа состоит из двух этапов: - исследование электрических и магнитных свойств системы полупроводник-ферромагнетик GaSb-MnSb и их зависимости от скорости кристаллизации; - синтез и изучение свойств гранулированной структуры, состоящей из полупроводника (GaSb), магнитожесткого (GaMn) и магнитомягкого (MnSb) ферромагнетиков как потенциальный материал спиновых вентилей.

В полученных композитах системы GaSb-MnSb увеличение скорость охлаждения привело к падению температуры Кюри и появлению отрицательного магнетосопротивления, величина которого увеличивалась с уменьшением размера включений ферромагнитной фазы MnSb.

Ключевые слова: *Спинтроника, ферромагнетик, полупроводник, композит, кристаллизация.*

Synthesis and study of the properties of a magnetic granular structure made of a semiconductor (GaSb), magnetically hard (GaMn) and magnetically soft (MnSb) ferromagnets, as a promising material for spintronics devices

Jaloliddinzoda M.,

4-th year of Phd department of Electronics Materials Technology, NUST MISIS

Bikteev A.A.,

2-nd year student of National Research Nuclear University "MEPHI"

Marenkin S.F.

Doctor of Chemical Sciences, Professor of the Institute of General and Inorganic Chemistry named after. N.S. Kurnakov RAS

Annotation. *Magnetogranular structures are considered promising materials for creating spintronics devices, such as spin valves. Instead of superlattices, it is possible to use magnetic granular structures consisting of a non-magnetic matrix and ferromagnetic nanoclusters. One of the representatives of such structures is the composite of the GaSb-MnSb-GaMn system.*

This work consists of two stages: - study of the electrical and magnetic properties of the GaSb-MnSb semiconductor-ferromagnet system and their dependence on the crystallization rate; - synthesis and study of the properties of a granular structure consisting of a semiconductor (GaSb), magnetically hard (GaMn) and magnetically soft (MnSb) ferromagnets as a potential material for spin valves.

In the resulting composites of the GaSb-MnSb system, an increase in the cooling rate led to a drop in the Curie temperature and the appearance of negative magnetoresistance, the value of which increased with a decrease in the size of inclusions of the ferromagnetic MnSb phase.

Keywords: *Spintronics, ferromagnet, semiconductor, composite, crystallization.*

В качестве материалов спинтроники используют мультислои, образованные сочетанием нанослоев ферромагнетика и немагнетика [1]. В таких мультислоях имеют место эффекты гигантского магнетосопротивления (ГМС) и туннельного магнетосопротивления (ТМС). Мультислои получают методом молекулярной эпитаксии. Этот метод довольно ограничен и трудоемок. Поэтому большое внимание уделяется гранулированным структурам, которые рассматривается как альтернатива мультислоев. Для гранулированных структур так же характерны эффекты ГМС и ТМС [2].

Магнитотвердый GaMn рассматривается как перспективный материал для постоянных магнитов. Постоянные магниты широко применяются в различных современных электромагнитных устройствах, таких как мосты для звуковых катушек, для жестких дисков, двигателей и т.д. [3]. Сплавы Mn-Ga привлекают большое внимание благодаря магнитным свойствам, которые подходят для применения в спинтронике [4]. Интересными магнитными свойствами этих сплавов являются сильная магнитокристаллическая анизотропия, гибкая намагниченность насыщения, температура Кюри выше комнатной температуры, низкая постоянная магнитного затухания и спин-поляризованная плотность состояний на уровне Ферми [5].

Антимонид марганца согласно диаграмме состояния, обладает широкой областью гомогенности и образует две полиморфные модификации: гексагональную и тетрагональную. Первая модификация является мягким ферромагнетиком с высокой температурой Кюри (ТС). Температура Кюри антимонида марганца существенно меняется в области гомогенности от 300 до 587 К и зависит от содержания марганца в кристаллической решетке (P63/mmc) от 55 до 50 ат. % Mn. Наибольшей температурой Кюри обладают составы 50 ат. % Mn и Sb [6].

Для начала следует отметить, что синтез и изучения свойств системы полупроводник-ферромагнетик GaSb-MnSb является одним из этапов получения магнитогранулированных структур. Поэтому, с целью изучения влияния скорости кристаллизации на свойства композита, были синтезированы эвтектический и за эвтектический составы системы GaSb-MnSb с разной скоростью охлаждения. Было исследовано влияние дисперсности на электрические и магнитные свойства и установлена корреляция размеров ферромагнитной фазы на температуру Кюри. Уменьшение размеров MnSb приводило к падению температуры Кюри, и появлению отрицательного магнетосопротивления.

На рис. 1 и 2 представлены результаты РФА и данные микроструктурного анализа.

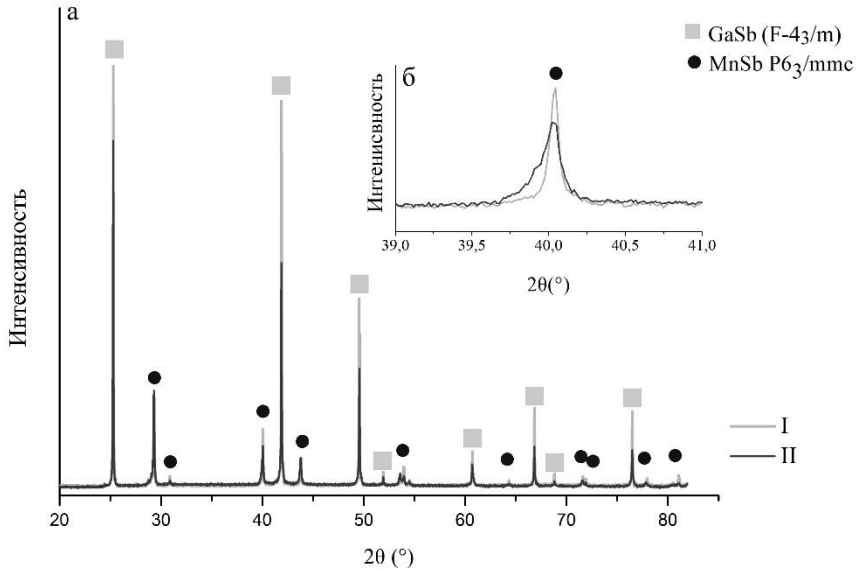


Рис. 1 (а) Рентгенограмма образца состава 59 мол% GaSb – 41 мол% MnSb:
(I) $v_{(охл)}$ = 0.1 о/с, (II) $v_{(охл)}$ = 60 °/с.; (б) увеличенный фрагмент в области 40 град. 2θ

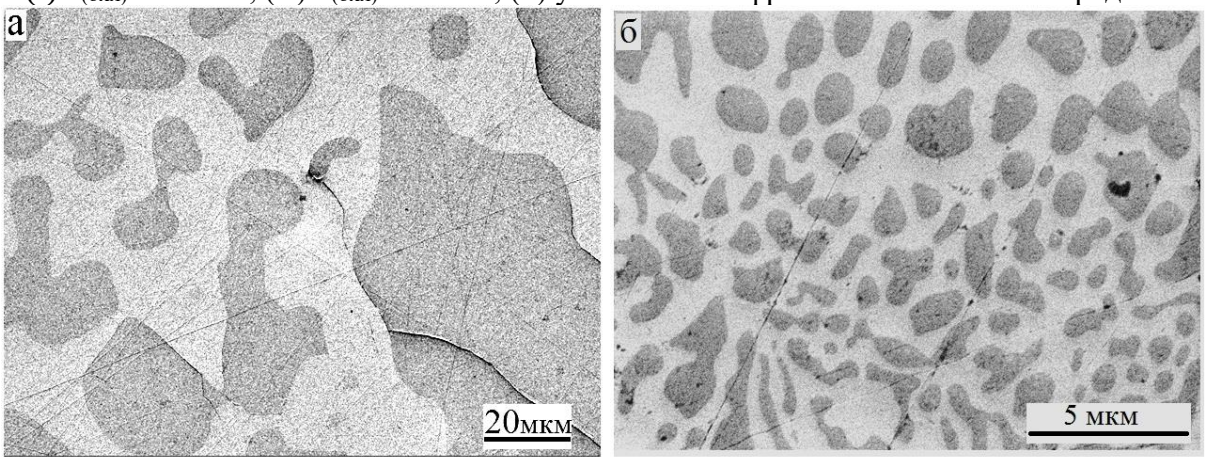


Рис. 2 (а, б) Микроструктуры образцов состава 59 мол% GaSb – 41 мол% MnSb:
а) при $v_{(охл)}$ =0.1 °/с б) при $v_{(охл)}$ = 60 °/с

Согласно полученным данным РФА и микроструктурного анализа, увеличение скорости кристаллизации привело к уменьшению размеров фаз с более их равномерным распределением. Это представляет интерес при использовании полученных композитов как прекурсоры для создания магнитогранулированных структур.

На следующем этапе был проведен синтез гранулированной структуры, состоящей из полупроводника (GaSb), магнитожесткого (GaMn) и магнитомягкого (MnSb) ферромагнетиков как потенциальный материал спиновых вентилей.

В качестве прекурсоров использовались высокочистые элементы Ga, Mn и Sb содержанием примесей 10^{-3} масс.%. Перед синтезом Mn был подвергнут дополнительной очистке, пересублимацией в вакууме. Синтез проводили в кварцевых ампулах вакуумно-ампульным методом. На рис.3 представлена рентгенограмма, анализ которой показал, что сплав состоял из трех фаз, относящиеся к антимониду галлия (GaSb), антимониду марганца (MnSb) и магнитотвердого магнетика (GaMn).

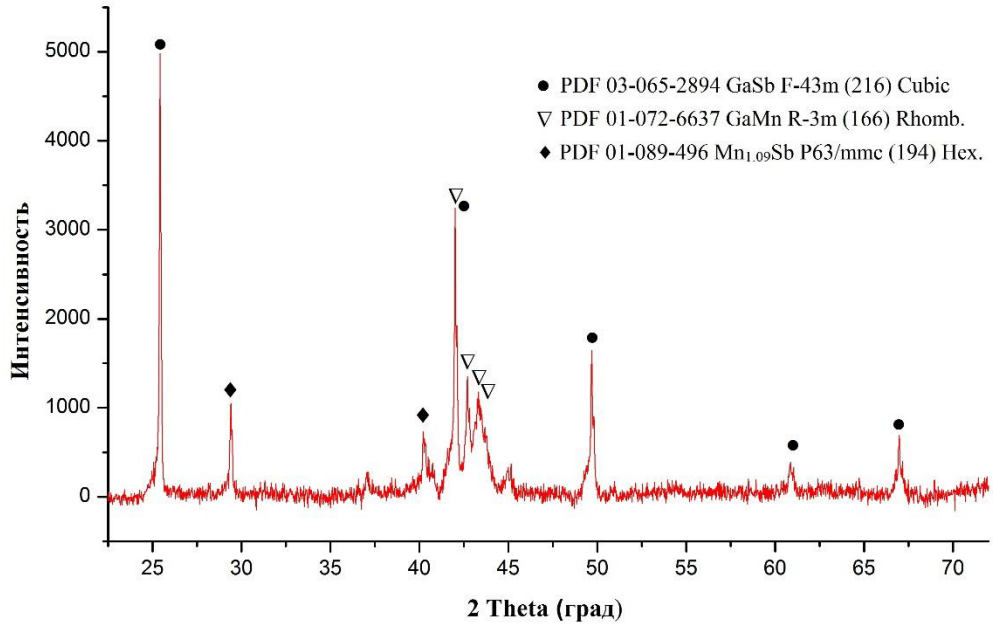


Рис.3 Дифракционная картина полученного композита GaSb-MnSb-GaMn

Данная работа финансируется грантом РНФ 21-73-20220.

Список использованной литературы:

1. Iqbal, M.Z., Qureshi N.A., Hussain G. Recent advancements in 2D-materials interface based magnetic junctions for spintronics // J. Magn. Magn. Mat. 2018. V. 457. P. 110-125.
2. Маренкин, С. Ф., Трухан, В. М., Труханов, С. В., Федорченко, И. В., Новоторцев, В. М. Фазовые равновесия, электрические и магнитные свойства эвтектики системы GaSb–MnSb // Журнал Неорганической Химии, 2013, Том 58, № 11, С. 1–6.
3. Arins A.W., Jurca H.F., Zarpellon J., Varalda J., Graff I.L., Oliveira A.J.A., Schreiner W.H., Mosca, D.H. Tetragonal zinc-blende MnGa ultra-thin films with high magnetization directly grown on epi-ready GaAs (111) substrates // Appl. Phys. Lett. -102 (2013) 102408.
4. Tanaka M., Harbison J.P., DeBoeck J., Sands T., Philips B., Cheeks T.L., Keramidas V.G. Epitaxial growth of ferromagnetic ultrathin MnGa films with perpendicular magnetization on GaAs // Appl. Phys. Lett.-1993.
5. Arins A.W., Jurca H.F., Zarpellon J., Varalda J., Graff I.L., Oliveira A.J.A., Schreiner W.H., Mosca D.H. Tetragonal zinc-blende MnGa ultra-thin films with high magnetization directly grown on epi-ready GaAs(111) substrates // Appl. Phys. Lett. -102 (2013) 102408.
6. Jaloliddinzoda M., Marenkin S. F., Ril’ A. I., Vasil’ev M. G., Izotov A. D., Korkin D. E. Synthesis of bulk crystals and thin films of the ferromagnetic MnSb // Kondensirovannye sredy i mezhfaznye granitsy = Condensed Matter and Interphases. 2021;23(3): 387–395. https://doi.org/10.17308/kcmf.2021.23/3530.

УДК 537.633

Синтез и магнитотранспортные свойства вертикальных гибридных структур $Fe_3Si/Ge/Mn_5Ge_3/Si(111)$

Лукьяненко А.В.

к.ф.-м. н., научный сотрудник лаборатории радиоспектроскопии и спиновой электроники ИФ СО РАН

Шанидзе Л.В.

Младший научный сотрудник лаборатории радиоспектроскопии и спиновой электроники ИФ СО РАН

Рауцкий М.В.

Младший научный сотрудник лаборатории радиоспектроскопии и спиновой электроники ИФ СО РАН

Яковлев И.А.

к.ф.-м. н., научный сотрудник лаборатории физики магнитных явлений ИФ СО РАН

Тарасов А.С.

к.ф.-м. н., заведующий лабораторией радиоспектроскопии и спиновой электроники ИФ СО РАН

Аннотация. *Гибридные структуры ферромагнетик/полупроодвник, относящиеся к полупроводниковой спинтронике, притягивают пристальное внимание исследователей на протяжении уже более двадцати лет, оставаясь по-прежнему актуальными. В настоящей работе продемонстрирован синтез трёхслойных структур $Fe_3Si/Ge/Mn_5Ge_3$ на подложках Si(111) и представлены результаты исследования магнитотранспортных свойств простейших вертикальных структур приготовленных на их основе литографическими методами.*

Ключевые слова: *наноструктуры, тонкие пленки, ферромагнетики, магнтоспротивление*

Synthesis and magnetotransport properties of vertical hybrid structures $Fe_3Si/Ge/Mn_5Ge_3/Si(111)$

Lukyanenko A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, Laboratory of Spectroscopy and Spintronics, Institute of Physics, SB RAS

Shanidze L.V.

Junior Researcher, Laboratory of Spectroscopy and Spintronics, Institute of Physics, SB RAS

Rautskii M.V.

Junior Researcher, Laboratory of Spectroscopy and Spintronics, Institute of Physics, SB RAS

Yakovlev I.A.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, Laboratory of Spectroscopy and Spintronics, Institute of Physics, SB RAS

Tarasov A.S.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Head of Laboratory of Spectroscopy and Spintronics, Institute of Physics, SB RAS

Annotation. *Hybrid ferromagnet/semiconductor structures related to semiconductor spintronics have been attracting close attention of researchers for about two decades, remaining relevant as before. This work demonstrates the synthesis of three-layer Fe3Si/Ge/Mn5Ge3 structures on Si(111) substrates and presents the results of studying the magnetotransport properties of the simplest vertical structures prepared on their basis by lithographic methods.*

Keywords: *nanostructures, thin films, ferromagnets, magnetotransport effects*

Полупроводниковая спинтроника, сочетающая в себе полупроводниковые и ферромагнитные металлы может привнести в современную электронику, основой которой являются структуры металл/полупроводник, энергонезависимость, прирост быстродействия и, возможно, новую функциональность, связанную с использованием спина электрона. Большинство прототипов базовых элементов полупроводниковой спинтроники, таких как спиновые диоды, транзисторы и вентили являются планарными структурами. Для расширения возможностей интеграции новых элементов в традиционную электронику, а также для возможности проектирования и создания трехмерных планарно-вертикальных монолитных чипов, необходимо развивать технологии синтеза вертикальных гибридных структур ферромагнетик/полупроводник/ферромагнетик (ФМ/ПП/ФМ) [1,2]. В настоящей работе продемонстрирован синтез трёхслойных структур $Fe_3Si/Ge/Mn_5Ge_3$ на подложках Si(111) и представлены результаты исследования магнитотранспортных свойств простейших вертикальных структур изготовленных на их основе литографическими методами.

Структуры $Fe_3Si/Ge/Mn_5Ge_3$ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированных подложках n-Si(111) с удельным сопротивлением 20-40 мОм*см для обеспечения нижнего электрического контакта к нижней пленке. Синтез проводился на установке «Ангара», обеспечивающей базовый вакуум 10^{-8} Па и оснащенной дифракцией отраженных быстрых электронов (ДОБЭ). Согласно ДОБЭ, первый слой, Mn_5Ge_3 толщиной 100 нм, является эпитаксиальным с гексагональной симметрией с осью *c* направленной вдоль нормали к поверхности пленки. Слой Ge толщиной около 12 нм и слой Fe_3Si толщиной около 50 нм представляют собой пленки с кубической симметрией, текстурированные на ось [111] сонапрвленной с Si[111]. Исследование магнитных свойств трехслойных структур показало, что при снижении температуры ниже 300 К в дополнение к ферромагнитному сигналу от Fe_3Si проявляется дополнительный сигнал, что хорошо соответствует температуре Кюри T_C=300 К для от Mn_5Ge_3 [3,4].

После структурной и магнитной характеризации образцов были изготовлены вертикальные структуры $Fe_3Si/Ge/Mn_5Ge_3$ с помощью оптической литографии и сухого травления. Они представляют собой столбики с квадратом в основании со стороной 100 мкм, оптическое изображение которых показано на рис. 1(а). Схематическое изображение поперечного сечения устройства и схема подключения электрических контактов показаны на рис. 1(б). Измерения магнитосопротивления проводилась с помощью зондовой станции Lakeshore EMPX-HF 2 с использование прецизионного мультиметра Keithley 2634b

SourceMeter. При температуре ниже T_C для Mn_5Ge_3 на полевых зависимостях R(H) наблюдается эффект магнитосопротивления (МС) (левая панель на рис. 1(c)).

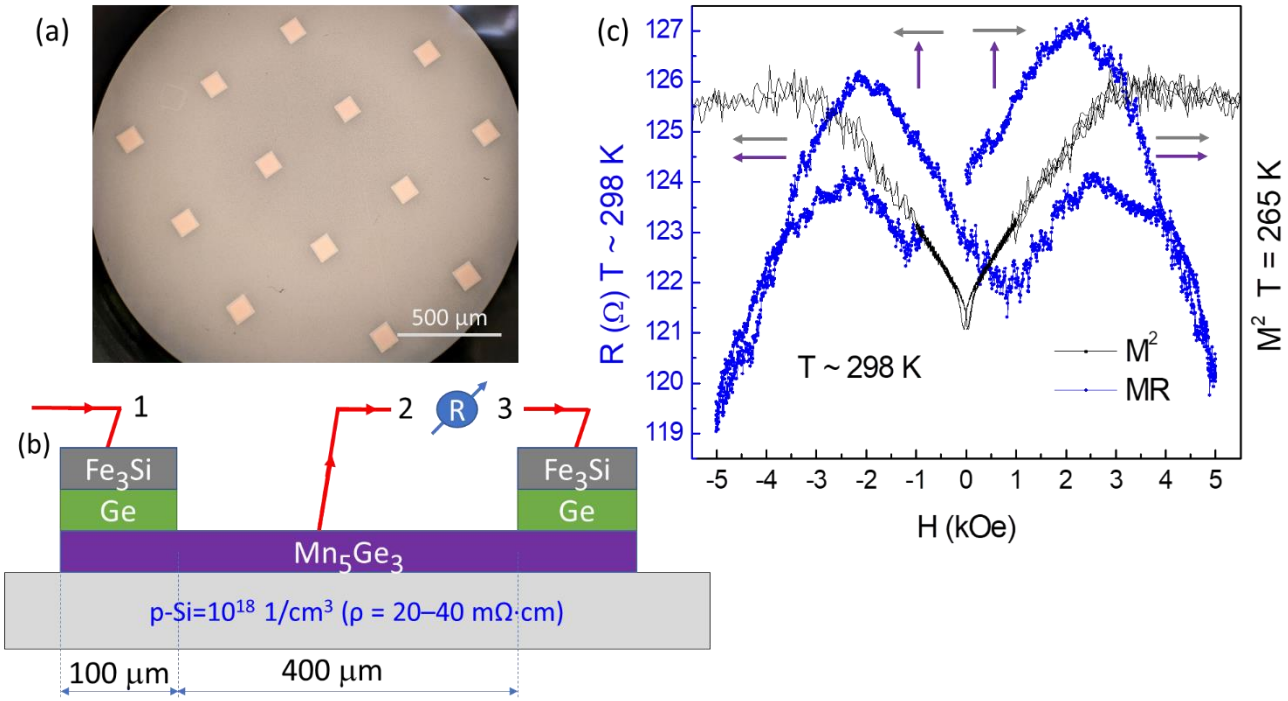


Рис. 1. Оптическое (а) и схематическое (б) изображение структур $Fe_3Si/Ge/Mn_5Ge_3$. (с) Полевые зависимости электросопротивления R (левая панель) и квадрата намагниченности M^2 (правая панель) при температуре ниже T_C для Mn_5Ge_3. Стрелками схематично показаны преимущественные ориентации вектора намагниченности ферромагнитных слоев структуры.

Наиболее вероятно, эффект МС имеет 2 вклада, (1) МС в ферромагнитном слое Mn_5Ge_3 пропорциональный квадрату намагниченности M^2 (правая панель на рис. 1 (c)), (2) спин-зависимое рассеяние носителей заряда в слое Fe_3Si (Mn_5Ge_3) инжектированных из Mn_5Ge_3 (Fe_3Si) в Ge при прямом (обратном) протекании тока. Fe_3Si перемагничивается в полях менее 100 Э, в то время как, поле насыщения M_S для Mn_5Ge_3 составляет около 2.5 кЭ. Кроме того, Mn_5Ge_3 имеет перпендикулярную магнитную анизотропию, легкая ось сонаправлена с осью *c* гексагонального кристалла, которая ориентирована нормально к поверхности плёнки. В результате, в полях до 2.5 кЭ намагниченность слоев не параллельна друг к другу. Таким образом, можно предполагать, что в вертикальной структуре реализуется спин-вентильный эффект с инжекцией и сохранением спиновой поляризации носителей заряда в слое германия.

Список использованной литературы:

1. A. Yamada, et al. // Applied Physics Letters 119.19 (2021).
2. A. Yamada, et al. // Materials Science in Semiconductor Processing 173 (2024): 108140.
3. I. Yakovlev, I. Tarasov, A. Lukyanenko, et al. Sublayer-Enhanced Growth of Highly Ordered Mn_5Ge_3 Thin Film on Si(111)// Nanomaterials 2022, 12, 4365.
4. A. S. Tarasov, A. V. Lukyanenko, I. A. Yakovlev, et al. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2023, Vol. 87, Suppl. 1, pp. S127–S140.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-10033, https://rscf.ru/project/23-22-10033/, Красноярский краевой фонд науки 236.

УДК 537.622

3D-печать постоянных магнитов методом селективного лазерного спекания

Мальцева В.Е.

Аспирант ИЕНиМ УрФУ

Андреев С.В.

старший научный сотрудник ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Уржумцев А.Н.

к. ф.-м. н., доцент кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов ИЕНиМ УрФУ

Незнахин Д.С.

к. ф.-м. н., доцент кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов ИЕНиМ УрФУ

Голубятникова А.А.

лаборант-исследователь ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Шалагинов А.Н.

лаборант-исследователь ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Говорина В.В.

лаборант-исследователь ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Иванов И.А.

лаборант-исследователь ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Волегов А.С.

к.ф.-м. н., доцент кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *Аддитивное производство функциональных материалов имеет преимущества перед традиционными методами производства постоянных магнитов: возможность создания любой формы и локального формирования свойств. В данной работе исследовано влияние параметров синтеза на фазовый состав и магнитные гистерезисные свойства однослойных постоянных магнитов на основе соединений $Nd_2Fe_{14}B$, синтезированных методом СЛС/СЛМ.*

Ключевые слова: *аддитивные технологии, селективное лазерное спекание, постоянные магниты, магнитные гистерезисные свойства*

3D-printed permanent magnets obtained by selective laser sintering

Maltseva V.E.

PhD Student, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Andreev S.V.

Senior Researcher of Department of Magnetism, Ural Federal University

Urzhumtsev A.N.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Neznakhin D.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Golubyatnikova A.A.

Research Assistant of Department of Magnetism, Ural Federal University

Shalaginov A.N.

Research Assistant of Department of Magnetism, Ural Federal University

Govorina V.V.

Research Assistant of Department of Magnetism, Ural Federal University

Ivanov I.A.

Research Assistant of Department of Magnetism, Ural Federal University

Volegov A.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Annotation. *Additive manufacturing of functional materials has advantages over the sintering: the possibility of creating any shape and local formation of properties. The influence of synthesis parameters on the phase composition and magnetic hysteresis properties of single-layer permanent magnets based on $Nd_2Fe_{14}B$ compounds synthesized by SLS/SLM was investigated in this work.*

Keywords: *additive manufacturing, selective laser sintering, permanent magnets, magnetic hysteresis properties*

В современном обществе существует тенденция на использование возобновляемых источников энергии, повышенную заботу об энергоэффективности и окружающей среде. Это ускоряет исследования в области энергетических технологий. Из-за их повсеместности, магнитные материалы играют важную роль в повышении эффективности и производительности таких устройств. Магнитотвердые материалы и изготовленные из них постоянные магниты находят широкое применение в современных технических устройствах в качестве преобразователей механической энергии в электрическую, для создания магнитных полей различной конфигурации и как преобразователи электрической энергии в механическую. Электрические двигатели в течение последнего столетия распространились повсеместно. Двигатели мощностью от нескольких ватт до нескольких сотен киловатт широко используются в офисной и бытовой технике, транспортном секторе и промышленных

приводах. Даже небольшое повышение энергоэффективности электродвигателей может иметь большую экономию финансовых средств при их эксплуатации и охраны окружающей среды. Если сравнивать обычные асинхронные и двигатели с постоянными магнитами, КПД первого составляет около 75%, а второго – почти 88%. Таким образом, асинхронный двигатель потребляет почти 2000 Вт электроэнергии, а двигатель с использованием постоянных магнитов потребляет только 1704 Вт при одинаковой выходной мощности. Экономия электроэнергии составляет 296 Вт (или ≈ 15%) на двигатель. Кроме того, двигатели на постоянных магнитах по сравнению с асинхронными, превосходят их по мощности при меньших габаритах и массе [1].

Помимо этого, постоянные магниты находят свое применение в электронных устройствах, которые окружают нас каждый день, например, смартфоны, жесткие диски компьютеров. Из-за стремления уменьшить геометрические размеры устройств в целом, возникает необходимость значительно уменьшать постоянные магниты и магнитные системы, используемые в таких устройствах. Отработанные годами технологии получения магнитов не всегда оказываются способны сохранить такие же магнитные характеристики при уменьшении размеров, либо не удается задавать необходимую конфигурацию магнитов при миниатюризации.

Один из вариантов создания магнитов сложных форм без потерь их магнитных гистерезисных характеристик – применение технологий аддитивного производства, в частности, без использования органического связующего – методами селективного лазерного спекания и плавления [2]. Селективное лазерное плавление (СЛП) считается перспективным методом для изготовления постоянных магнитов. В настоящее время ведутся разработки подходов к аддитивному производству постоянных магнитов из сплавов Nd-Fe-B и Sm-Co [3,4]. Одной из существенных проблем этой технологии является то, что все основные процессы печати, влияющие на структуру и свойства магнитов, являются неравновесными. Скорость охлаждения расплава в процессе СЛП ниже, чем при спиннинговании расплава. Для создания высококоэрцитивного состояния магнитов режим аддитивного производства может быть настроен таким образом, чтобы обеспечить минимальные изменения в структуре и коэрцитивной силе образцов. Поэтому в данной работе рассматриваются два метода аддитивного производства образцов, т.е. из порошка основной фазы марки MQA (Magnequench Int.) и из смеси основной фазы и легкоплавкой добавки.

В докладе будут представлены способы получения высококоэрцитивного состояния постоянных магнитов при селективном лазерном спекании, а также рассказано о полученных результатах магнитных гистерезисных свойств образцов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-10104.

Список использованной литературы:

1. O. Gutfleisch et.al., Magnetic materials and devices for the 21st century: Stronger, lighter, and more energy efficient // Advanced Materials. – 2011. – 23. – 821–842.
2. A.S. Volegov et.al., Additive manufacturing of heavy rare earth free high-coercivity permanent magnets // Acta Materialia. – 2020. – 188. – 733-739.
3. V. Maltseva et al. The Magnetic Properties of a NdFeB Permanent Magnets Prepared by Selective Laser Sintering // Physics of Metals and Metallography. – 2022. – 123(8). – 740–745.
4. D. Goll et al. Additive Manufacturing of Permanent Magnets Based on $(CoCuFeZr)_{17}Sm_2$ // Physica Status Solidi (RRL)–Rapid Research Letters. – 2021. – 15. – 10. – 2100294.

УДК 537.525

Технология синтеза и нелинейность электронных свойств пленок алмазоподобного углерода, легированных железом

Веденеев А.С.

д.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Колодко Д.В.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Лузанов В.А.

к.ф.-м. н., руководитель лаборатории 216 ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Сорокин И.А.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *Усовершенствована методика синтеза пленок легированного железом алмазоподобного углерода (DLC) путем распыления железного катода и плазмохимического осаждения DLC в разряде с полым катодом. При комнатной температуре исследованы зависимости силы поперечного тока от времени и приложенного напряжения в образцах W/DLC/W с толщиной DLC 50, 100 нм и концентрацией Fe 20 ат%, в которых Fe стимулирует изменение под действием электрического поля типа гибридизации в высокоомных sp^3 промежутках, разделяющих низкоомные sp^2 области (нанокластеры), между которыми осуществляется прыжковый перенос носителей заряда. Нелинейность электрических свойств изучаемых пленок DLC(Fe), обнаруженная в полях ≥ 10^5 В/см, связывается как с переходами $sp^3 \rightarrow sp^2$ в sp^3 промежутках, так и с полевыми эффектами в условиях прыжковой проводимости мезоскопических разупорядоченных электронных систем.*

Ключевые слова: *алмазоподобный углерод, плазмохимическое осаждение, физико-химический синтез, гибридизация, перколяция, прыжковая проводимость*

Synthesis technology and nonlinearity of electronic properties of diamond-like carbon films doped with iron

Vedeneev A.S.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Leading Researcher of FIRE RAS

Kolodko D.V.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of FIRE RAS

Luzanov V.A.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Chief of Laboratory 216 of FIRE RAS

Sorokin I.A.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of FIRE RAS

Annotation. *The synthesis method of iron-doped diamond-like carbon (DLC) films by sputtering an iron cathode and plasma-chemical deposition of DLC in a hollow cathode discharge was developed. The dependences of the transverse current on time and applied voltage were studied at room temperature for W/DLC/W samples with DLC thickness of 50 - 100 nm and Fe concentration of 20 at%. The Fe impurity stimulates changing under the electric field of the hybridization type in high-resistivity sp^3 areas, separated by low-resistivity sp^2 regions (nanoclusters), between which hopping transfer realised. The nonlinearity of the electrical properties DLC(Fe) films, observed in fields ≥ 10^5 V/cm, is associated both with sp^3-to-sp^2 transitions in sp^3 areas and with field effects under conditions of hopping conduction of mesoscopic disordered electronic systems.*

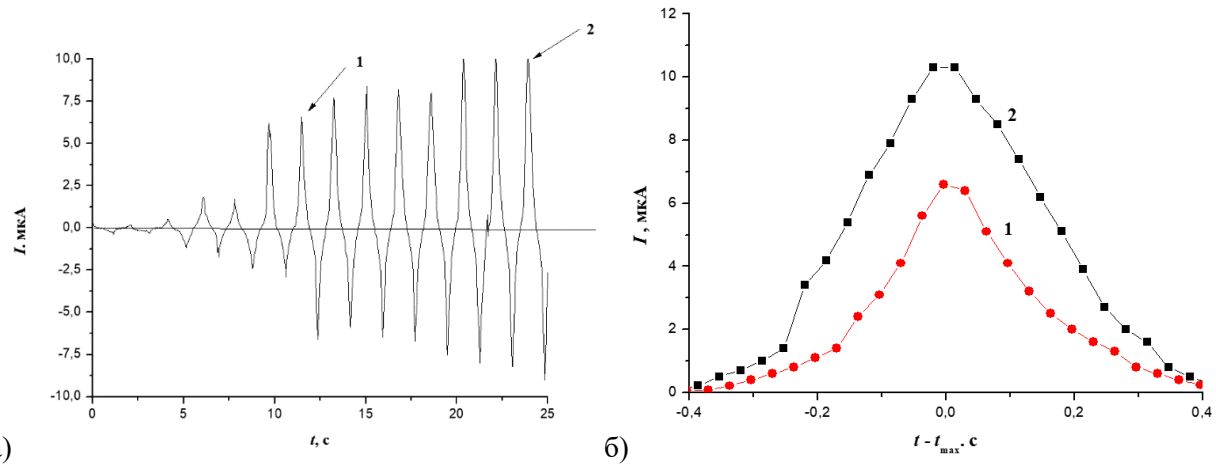
Keywords: *diamond-like carbon, plasma-chemical deposition, physico-chemical synthesis, hybridization, percolation, hopping conductivity*

Алмазоподобный углерод (DLC) представляет собой метастабильную форму аморфного углерода, электронная структура которого рассматривается как смесь хаотически распределенных sp^2 и sp^3 связей. Атомы углерода, связанные sp^3-гибридными орбиталями, формируют изолирующие «алмазные» области, тогда как атомы углерода, связанные sp^2-орбиталями, – проводящие «графитовые» области [1]. Электрическое поле может вызывать перераспределение между проводящими sp^2 и изолирующими sp^3 областями и, тем самым, – нелинейность электронного транспорта в DLC. Примесь железа в DLC снижает энергию активации переходов $sp^3 \rightarrow sp^2$ под действием электрического поля [2].

В работе нанесение допированных железом алмазоподобных пленок осуществлялось в соответствие с ранее разработанной методикой нанесения, включающей в себя плазмохимическое осаждение (PECVD) алмазоподобной пленки из газовой фазы с помощью разряда с полым катодом на смеси реакционного газа (пропана) и плазмообразующего газа (аргона) с параллельным физическим распылением (PVD) поверхности железного катода [3]. Слои DLC(Fe) синтезировались в вакуумном стенде объемом 5 литров, откачиваемом до предельного остаточного давления 10^{-3} Па. Электродная система разряда с полым катодом включает в себя цилиндрический железный катод с внутренним диаметром 18 мм и длиной 35 мм; расстояние между катодом и подложкой составляло 40 мм; анодом служила стенка вакуумной камеры. Синтез DLC проводился при напряжении разряда 500 В и токе – 200 мА; давление рабочей смеси газов (пропана и аргона) составляло 65 Па. Концентрация примеси железа в DLC (от 40 до 1 ат. %) задавалась парциальным давлением пропана, варьируемым в пределах от 0,03 до 0,1 Па. В качестве подложек использованы пластины окисленного Si(100) с напыленным слоем вольфрама толщиной 500 нм (нижний электрод измерительной схемы).

Для измерений зависимости силы поперечного тока I от времени и приложенного напряжения U на поверхность DLC были напылены вольфрамовые площадки диаметром 3 мм и толщиной 200 нм. Поперечное напряжение U задавалось генератором пилообразного напряжения Tektronix AFG3252, которое измеряли 16 битным АЦП в составе модуля ввода-вывода ICP DAS ET 7026. Частота развертки составляла 0,01 Гц, а амплитудное значение напряжения – от 1 до 10 В. Силу тока I регистрировали пикоамперметром Keithley 6485.

Зависимость силы тока I от времени t для пленки DLC(Fe) измерялась при циклическом пилообразном изменении поперечного напряжения U со скоростью 0,4 В/с в диапазоне от -10 до +10 В. Зависимость I от t обнаруживает резкое возрастание тока в полях ≥ 2 10^5 В/см с последующим насыщением при $t \geq 20$ с (см. рисунок 1).



а) б)

Рис. 1. Зависимость силы поперечного тока от времени для DLC(Fe) толщиной 100 нм с концентрацией Fe 20 ат.% при пилообразной развертке напряжения со скоростью 0,4 В/с (а) и (б) в области максимумов (а).

Нелинейность электронных свойств DLC связывают с изменением типа гибридизации в его локальных областях, с переходами $sp^3 \rightarrow sp^2$ под действием электрического поля $\geq 10^5$ В/см [2]. Считается, что DLC представляет собой ансамбль низкоомных sp^2 включений (нанокластеров) в изолирующей sp^3 матрице. Эти включения, разделенные изолирующими sp^3 промежутками, формируют цепочки, по которым осуществляется прыжковый перенос носителей заряда. Нелинейное поведение вольтамперных характеристик (ВАХ), связанное с изменением типа гибридизации, наблюдалось ранее в слоях нелегированного DLC, но в более сильных полях, ~ 10^6 В/см [4].

Нелинейность ВАХ в условиях прыжкового транспорта может иметь иную природу. Поперечная прыжковая проводимость тонких пленок значительно определяется мезоскопическими эффектами – формированием перколяционных цепочек из центров с наиболее узкими межцентровыми (в нашем случае межкластерными) потенциальными барьерами [5], в которых достигается максимальная величина электрического поля. Электронный перенос в неомическом режиме в условиях перколяционной проводимости рассмотрен в [5], где, в частности, показано, что в относительно сильных полях $eFa > k_BT(k_BT/V_0)^{\nu}$ происходит переход к экспоненциальной зависимости $I(U)$. При этом ВАХ приобретает вид, подобный закону Френкеля–Пула: $I \propto \exp(\alpha F^{1/2}/k_BT)$, где $\alpha = (eaV_0)^{1/2}$, F – напряженность электрического поля, $\nu \approx 1$ – критический индекс теории протекания, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, V_0 и a – амплитуда и характерный пространственный масштаб флуктуаций потенциала, соответственно. В нашем случае флуктуационный потенциал естественно связывать с хаотическим распределением заряда, локализованного на электрически активных дефектах в матрице DLC. Экспериментальная зависимость $\log(I)$ от $V^{1/2}$ (см. рисунок 2) демонстрируют линейные участки, по наклону которых, $\partial \ln(I)/\partial(V^{1/2})$, полагая $\partial F/\partial V \sim 1/d$, где d – толщина DLC, нетрудно оценить соотношение между d и радиусом корреляции перколяционного кластера $L_0 \approx a(eV_0/k_BT)^{\nu} \approx a(eV_0/k_BT)$: $L_0/d \approx [\partial \ln(I)/\partial(V^{1/2})]^2(k_BT)/Ce \sim 1$, где C – численный коэффициент ($C \approx 0{,}3$).

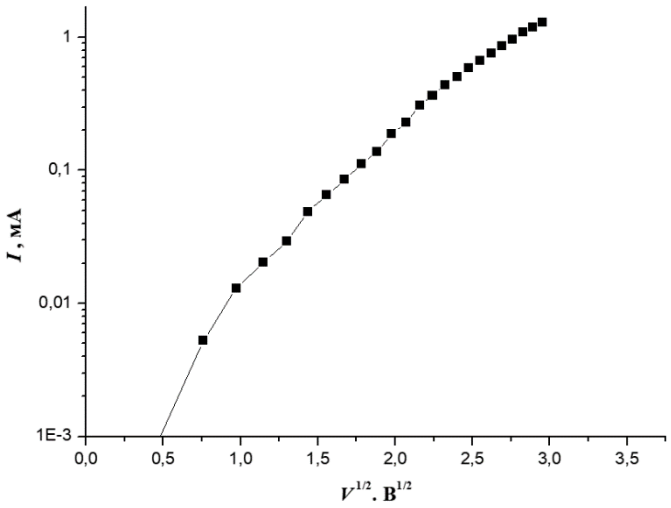


Рис. 2 Зависимость силы тока I от $V^{1/2}$ при толщине DLC(Fe) 50 нм и концентрации Fe 20 ат.%.

Поэтому изучаемые системы следует рассматривать как мезоскопические, в которых прыжковый перенос преимущественно осуществляется по одиночным цепочкам из sp^2 нанокластеров, где достигается резкое усиление, как электрического поля, так и локальной плотности тока. Таким образом, обнаруженная в полях $\geq 10^5$ В/см нелинейность электронных свойств изучаемых пленок DLC(Fe) может быть связана как с изменением под действием электрического поля типа гибридизации в высокоомных sp^3 промежутках, разделяющих низкоомные sp^2 области, между которыми осуществляется прыжковый перенос носителей заряда, так и с полевыми эффектами в условиях прыжковой проводимости мезоскопических разупорядоченных электронных систем.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 23-29-00276).

Список использованной литературы:

1. M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, K. Sugihara, I. L. Spain, and H. A. Goldberg, Graphite Fibers and Filaments // Springer-Verlag – Berlin. – 1988.
2. X. Liao, X. Zhang, K. Takai, and T. Enoki// J. Appl. Phys. – 2010 – 107 – 013709.
3. I.A. Sorokin, D.V. Kolodko// Vacuum – 2023 – 207 – 111570.
4. А.С. Веденеев, В.А. Лузанов, В.В. Рыльков// Письма в ЖЭТФ – 2019 – 109 (3) – 170.
5. Б. И. Шкловский// ФТП –1979 – 13(1) – 93.

УДК 537.632

Роль марганца в стабилизации магнитокалорических свойств сплавов $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ в циклических магнитных полях

Абдулкадирова Н.З.

младший научный сотрудник Института физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Гамзатов А.Г.

к.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник Института физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Камилов К.И.

к.ф.-м. н., научный сотрудник Института физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН
доцент каф. общей физики и физики конденсированного состояния
МГУ им. М.В. Ломоносова

Алиев А.М.

к.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник Института физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Аннотация. *Приведены результаты исследования магнитополевой и температурной зависимости намагниченности, магнитострикции и магнитокалорического эффекта в замещенных образцах сплава $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ (x=0.1, 0.2, 0.3) в импульсных до (180 кЭ) и в переменных магнитных полях (18 и 12 кЭ). Замещение атомов Fe атомами Mn сдвигает T_C в сторону низких температур без заметного ухудшения магниткалорических характеристик. Обнаружена корреляция между структурной составляющей МКЭ и частотной стабильностью $\Delta T_{ад}$ в циклических магнитных полях – увеличение концентрации марганца приводит к меньшей зависимости $\Delta T_{ад}$ от частоты магнитного поля. Долговременное воздействие циклического магнитного поля 12 кЭ показывает стабильность $\Delta T_{ад}$ (без признаков деградации) вплоть до 60000 циклов вкл/выкл магнитного поля.*

Ключевые слова: *намагниченность, магнитострикция, магнитокалорический эффект, циклическое магнитное поле, деградация, частотная зависимость*

The role of Mn in the stabilization of magnetocaloric properties of $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ alloys in cyclic magnetic fields

Abdulkadirova N.Z.

Junior Researcher at the Amirkhanov Institute of Physics, DFRC, Makhachkala

Gamzatov A.G.

Leading Researcher Amirkhanov Institute of Physics, DFRC, Makhachkala

Kamilov K.I.

Researcher, Amirkhanov Institute of Physics, DFRC; Ph.D., Associate Professor, Dep. of General Physics and Condensed Matter Physics, Lomonosov Moscow State University

Aliev A.M.

Leading Researcher Amirkhanov Institute of Physics, DFRC, Makhachkala, Russian Federation

Annotation. *The results of a study of the magnetic field and temperature dependence of magnetization, magnetostriction and the magnetocaloric effect in substituted samples of the $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ (x=0.1, 0.2, 0.3) in pulsed up to (180 kOe) and in alternating magnetic fields (18 and 12 kOe) are presented. The substitution of Fe atoms with Mn atoms shifts T_C towards low temperatures without a noticeable deterioration in the magnetocaloric characteristics. A correlation was found between the structural component of FEM and frequency stability $\Delta T_{ад}$ in cyclic magnetic fields – an increase in the concentration of manganese leads to a lower dependence of Tad on the frequency of the magnetic field. Long-term exposure to a cyclic magnetic field of 12 kOe shows stability of $\Delta T_{ад}$ (without signs of degradation) up to 60,000 cycles of on/off magnetic field.*

Keywords: *magnetocaloric effect, cyclic magnetic fields, degradation, frequency dependence*

Идея создания твердотельного магнитного холодильника, работающего при комнатных температурах, давно привлекает внимание исследователей во всем мире. И этот интерес в настоящее время только растет, что подтверждается возрастающим количеством научных публикаций, посвященных поиску и исследованию материалов с магнитокалорическим эффектом (МКЭ) в области комнатных температур. Достигнуты значительные успехи в получении материалов, обладающих высокими значениями МКЭ, что позволяет вплотную приступить к конструированию и созданию магнитных холодильников обладающих рядом преимуществ перед обычными холодильниками, среди которых экологическая безопасность, энергоэффективность, технологичность и т.д. В качестве рабочего тела магнитных холодильников предлагается использовать разные классы магнитокалорических материалов. Одними из перспективных материалов являются сплавы La-Fe-Co-Si, в которых наблюдаются гигантские значения МКЭ вблизи комнатных температур. Сплавы La-Fe-Co-Si уже давно привлекают внимание специалистов [1-6]. При этом магнитокалорические свойства таких сплавов в основном исследованы косвенными методами. В случае, когда магнитный переход сопровождается структурными изменениями, косвенные оценки МКЭ могут дать большую погрешность. Но даже прямые измерения при разовых циклах изменения магнитного поля не могут дать полной информации о перспективах тех или иных материалов. В материалах с магнитоструктурными фазовыми переходами магнитокалорические свойства в постоянных и в циклических магнитных полях (а именно последние будут использоваться в холодильных машинах) могут существенно отличаться друг от друга.

В данной работе приводятся результаты исследования замещения Mn в системе $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ (x=0.1, 0.2, 0.3) на магнитные свойства и на стабильность адиабатического изменения температуры в циклических магнитных полях. В частности, приводятся результаты исследования намагниченности и магнитострикции в импульсных магнитных полях до 180 kOe. Прямые измерения адиабатического изменения температуры ΔT_{ad} в циклических магнитных полях: влияние частоты циклического магнитного поля на величину ΔT_{ad}, и влияние долговременного воздействия циклического магнитного поля на величину и стабильность ΔT_{ad}.

Слабое замещение атомов Fe атомами Mn в сплавах $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ (x=0.1, 0.2, 0.3) приводит к уменьшению температуры Кюри T_C от 247 до 198 K и не вызывает существенных изменений в поведении магнитных и магнитокалорических свойств. Магнитополевая и температурная зависимости намагниченности вблизи T_C соответствуют фазовому переходу второго рода [8].

Сравнение результатов прямых измерений и косвенных оценок $\Delta T_{ад}$ и ΔS_M в сплавах $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ (x=0, 0.1, 0.2, 0.3) полученные из данных по теплоемкости, находятся в хорошем согласии со значениями, полученными прямым методом в переменных магнитных полях малой частоты и из данных по намагниченности в импульсных магнитных полях соответственно. Численные значения изотермического изменения энтропии ΔS_M в сплавах $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ в поле 180 кЭ равны 38 Дж/(кг·К), 30 Дж/(кг·К) и 32 Дж/(кг·К) для x = 0.1, 0.2, 0.3 соответственно. Стабильность величины магнитокалорического эффекта в

долговременно приложенных переменных магнитных полях, в соединениях $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ (x= 0.1, 0.2, 0.3) длительное воздействие циклического магнитного поля частотой до 10 Гц (до 100 тысяч циклов включения и выключения магнитного поля) не приводит к изменению величины $\Delta T_{ад}$ [9].

Частотные зависимости магнитокалорического эффекта: в сплавах $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ (x= 0.1, 0.2, 0.3) в поле 6.2 кЭ наблюдается слабая зависимость МКЭ от частоты изменения поля (изменение $\Delta T_{ад}$ менее 5% при изменении частоты от 2 до 20 Гц), в то время как в магнитных полях 12 кЭ частотная Исследования частотных зависимостей МКЭ показали, что в сплавах $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ в поле 6.2 кЭ наблюдается слабая зависимость МКЭ от частоты изменения поля (изменение $\Delta T_{ад}$ менее 5% при изменении частоты от 2 до 20 Гц), в то время как в магнитных полях 12 кЭ частотная зависимость $\Delta T_{ад}$ существенно сильнее (до 17 %)[10]. Оценки частотных зависимостей относительной охлаждающей мощности и хладоемкости показывают, что верхний предел рабочих частот магнитных холодильников может достигать нескольких десятков герц. Стабильность величины МКЭ в долговременно приложенных переменных магнитных полях: в соединениях $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ длительное воздействие циклического магнитного поля частотой до 10 Гц (до 100 тыс. циклов вкл/выкл. поля) не приводит к изменению величины $\Delta T_{ад}$.

Список использованной литературы:

1. Gschneidner K.A., Pecharsky V.K. Thirty years of near room temperature magnetic cooling: where we are today and future prospects // Int. J. Refriger. – 2008– V.31. – P.945.
2. Guillou F., Pathak A.K., Paudyal, D. Mudryk, Y. Wilhelm, F. Rogalev, A. Pecharsky, V.K. Non-hysteretic first-order phase transition with large latent heat and giant low-field magnetocaloric effect // Nat. Commun. – 2018. – V.9. – P. 2925.
3. Hu F., Shen B., Sun J., Cheng Z. Influence of negative lattice expansion and metamagnetic transition on magnetic entropy change in the compound $LaFe_{11.4}Si_{1.6}$ // Appl. Phys. Lett. – 2001. – V.78. – P. 3675.
4. Gebara P., Pawlik P. Broadening of temperature working range in magnetocaloric La(Fe,Co,Si)13-based multicomposite // J. Magn. Magn. Mater. -2017.-V. 442.-P. 145.
5. Fujieda S., Fujita A., Fukamichi K. Large magnetocaloric effect in $La(Fe_xSi_{1-x})_{13}$ $La(FexSi_{1-x})_{13}$ itinerant-electron metamagnetic compounds // Appl. Phys. Lett. – 2002. – V. 81. – P. 1276.
6. Gebara, P., Cesnek, M., Bednarcik, J. Anomalous behavior of thermal expansion of α-Fe impurities in the $La(Fe,Co,Si)_{13}$-based alloys modified by Mn or selected lanthanides (Ce, Pr, Ho) // Curr. Appl. Phys. – 2019. – V. 19. – P. 188.
7. Liu X.B., Ryan D.H., Altounian Z. The order of magnetic phase transition in $La(Fe_{1-x}Co_x)_{11.4}Si_{1.6}$ compounds. J. Magn. Magn. Mater. – 2004. – V.270. – P. 305.
8. Н. З. Абдулкадирова, А. Г. Гамзатов, А.Б. Батдалов и др. Намагниченность и магнитострикция сплавов $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ (x = 0.1, 0.2, 0.3) в импульсных магнитных полях // Физика металлов металловедение. – 2023. – Т. 124 – С. 1051–1057.
9. N.Z. Abdulkadirova, A.G. Gamzatov, K.I. Kamilov [et al.] Magnetostriction and magnetocaloric properties of $LaFe_{11.1}Mn_{0.1}Co_{0.7}Si_{1.1}$ alloy: direct and indirect measurements / // Journal of Alloys and Compounds. – 2022. – V. 929. – P. 167348.
10. Н. З. Абдулкадирова, А. М. Алиев, А.Г. Гамзатов, P. Gebara. Теплоемкость и магнитокалорической эффект соединений $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ (x = 0, 0.1, 0.2, 0.3) //Физика твердого тела. – 2020. – Т. 62. – С.752–755.

УДК 537.622

Неустойчивость структурного и магнитного состояния нестехиометрического теллурида кобальта

Акрамов Д.Ф.

Инженер, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,

Екатеринбург, Россия

Селезнева Н.В.

к.ф.м.н., доцент, Институт естественных наук и математики,

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Волегов А.С.

к.ф.м.н., доцент, Институт естественных наук и математики,

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Шишкин Д.А.

к.ф.-м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,

Екатеринбург, Россия

Оглобличев В.В.

к.ф.-м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,

Екатеринбург, Россия

Баранов Н.В.

д.ф.м.н., г.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,

Екатеринбург, Россия

Аннотация. *Работа посвящена исследованию влияния концентрации кобальта на кристаллическую структуру, фазовую стабильность и магнитные свойства* $Co_{7-\delta}Te_8$ *с помощью рентгеновской дифракции, магнитных измерений и спектроскопии ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на ядрах* ^{59}Co*. Выявлена существенная локальная зарядовая и спиновая неоднородность соединений. Установлено наличие магнитной второй фазы в составах* $\delta = 0, 0.32$*. Основная фаза* Co_7Te_8 *остается парамагнетиком Паули вплоть до самых низких температур. Данные магнитных измерений для состава* $\delta = 0.5$ *свидетельствуют о возможном существовании антиферромагнитного состояния.*

Ключевые слова: *Кобальт, теллур, нестехиометрия, кристаллическая структура, магнитные свойства, фазовая стабильность, ЯМР.*

Instability of the structural and magnetic state of non-stochiometric cobalt telluride

Akramov D.F.

Engineer, N.M. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Division,

Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

Selezneva N.V.

PhD., associate professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia
Volegov A.S.
PhD., associate professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia
Shishkin D.A.
PhD., N.M. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Division,
Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia
Ogloblichev V.V.
PhD., N.M. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Division,
Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia
Baranov N.V.
Dr. Sci., Chief Researcher, N.M. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Division,
Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

Annotation. *The work aims to study the influence of cobalt concentration on the crystal structure, phase stability and magnetic properties of $Co_{7-\delta}Te_8$ using X-ray diffraction, magnetic measurements and NMR spectroscopy. Significant local charge and spin inhomogeneity of the compounds was revealed. The presence of a magnetic second phase in compositions δ = 0, 0.32 has been established. The main phase of the Co7Te8 compound remains a Pauli paramagnet down to the lowest temperatures. Magnetic measurement data for the composition δ = 0.5 indicate the possible existence of an antiferromagnetic state.*

Keywords: *Cobalt, tellurium, nonstoichiometry, crystal structure, magnetic properties, phase stability, NMR.*

Халькогениды переходных металлов (ХПМ) обладают широким спектром различных свойств, что привлекает значительный исследовательский интерес. В соединениях ХПМ как сорт атома катиона или аниона, так и существование вакансий и их распределение в кристаллической решетке играют важную роль в формировании свойств. Как следствие, внимание в большей степени обращены на замещенные катион-дефицитные соединения типа $(M,M')_{1-\delta}(Ch,Ch')$ (*M, M'* – переходный металл, *Ch, Ch'* – халькоген). В работе [1] показано, что замещение в ферримагнитном соединении Fe_7Ch_8 железа кобальтом или титаном приводит к уменьшению температуры магнитного упорядочения и в случае с кобальтом к исчезновению дальнего магнитного упорядочения и переходу к парамагнитному паулевскому состоянию. В предыдущем исследовании [2] было показано, что в системе $Co_7(S_{1-y}Se_y)_8$ при замещении серы селеном происходит анизотропное увеличение параметров элементарной ячейки без изменения магнитного состояния. Согласно нашим исследованиям, замещение селена теллуром в $Co_7(Se_{1-y}Te_y)_8$ также приводит к анизотропному увеличению параметров, к возникновению фазовой нестабильности и не оказывает влияния на магнитные свойства. Интересным является наблюдаемый парамагнетизм Паули в соединениях системы Co_7Ch_8.

Вероятно, уменьшением концентрации кобальта можно будет достичь значительного изменения в магнитных свойствах, например, как в ферромагнитном CoS_2 [3]. В связи с чем, представляет интерес выяснить влияние концентрации вакансий на магнитные свойства Co_7Te_8.

Целью настоящей работы является исследование кристаллической структуры, фазовой стабильности и магнитных свойств $Co_{7-\delta}Te_8$. Поликристаллические образцы были получены методом твердофазного ампульного синтеза с закалкой от T = 1000 ºC. Рентгенографическую аттестацию проводили на дифрактометре Bruker D8 ADVANCE в диапазоне температур 298 K–750 K. Измерения намагниченности проводили на PPMS DynaCool T9 в диапазоне температур 4 K–300 K в магнитных полях до 90 кЭ и вибрационном магнитометре Lake Shore VSM 7407 в интервале 300 K –1273 K и магнитных полей до 17 кЭ. Измерения ЯМР на ядрах ^{59}Co выполняли на спектрометре Bruker Avance 500.

Рентгеновская аттестация показал, что соединения нестехиометрической системы $Co_{7-\delta}Te_8$ (δ = 0, 0.32, 0.5) однофазны и кристаллизуются в гексагональной сингонии со структурой типа NiAs. Однако на магнитных измерениях для Co_7Te_8 обнаружено наличие магнитной примести, содержание которой зависит от температуры отжига и варьируется от ~ 2 % до 4 %. С помощью ЯМР спектроскопии было установлено, что второй фазой является металлический кобальт, а кобальт в основной фазе Co_7Te_8 находится в парамагнитно паулевском состоянии. В случае состава $Co_{6.68}Te_8$ анализ магнитных кривых так же выявил наличие магнитной фазы, которая, по-видимому, представляет собой металлический кобальт. Содержание второй фазы в $Co_{6.68}Te_8$ порядка 1 % и так же зависит от температуры отжига. В составе $Co_{6.5}Te_8$ следов металлического кобальта не обнаруживается. Однако полученные данные магнитных измерений указывают на возможное антиферромагнитное упорядочение в данном соединении. В интервале температур от 600 K до 750 K в образцах происходит аномальный скачок намагниченности, что носит обратимый характер. Из данных высокотемпературной терморентгенографии установлено, что в данном температурном интервале происходит фазовое расслоение с выделением второй фазы на основе $CoTe_2$.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00220).

Список использованных источников

[1]. Baranov N.V., Ibrahim P.N.G., Selezneva N.V., Gubkin A.F., Volegov A.S., Shishkin D.A., Keller L., Sheptyakov D., Sherstobitova E.A. Layer-preferential substitutions and magnetic properties of pyrrhotite-type $Fe_{7-y}M_yX_8$ chalcogenides (X = S, Se; M = Ti, Co) // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2015. – Vol. 27. – P. 286003.

[2]. Miller V.L., Lee W., Lawes G., Ong N.-P., Cava R. J. Synthesis and properties of the $Co_7Se_{8-x}S_x$ and $Ni_7Se_{8-x}S_x$ solid solutions // Journal of Solid State Chemistry. – 2005. – Vol. 178. – P. 1508–1512.

[3]. Teruya A., Suzuki F., Aoki D., Honda F., Nakamura A., Nakashima M., Amako Y., Harima H., Uchima K., Hedo M., Nakama T., Onuki Y. Fermi Surface and Magnetic Properties in Ferromagnet CoS_2 and Paramagnet $CoSe_2$ with the Pyrite-type Cubic Structure // Journal of physics: Conference series. – 2017. – Vol. 807. – P. 012001.

УДК 538.911

Индуцированные лазерным нагревом термические превращения ферроцена $Fe(C_5H_5)_2$ при давлении 10 ГПа в камере с алмазными наковальнями

Заяханов В.А.

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Старчиков С.С.

к.ф.-м.н., Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Троян И.А.

к.ф.-м.н., Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Быков А.А.

к.ф.-м.н., Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

Булатов К.М.

к.ф.-м.н., Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

Васильев А.Л.

к.ф.-м.н., Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Снегирев Н.И.

к.ф.-м.н., Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Давыдов В.А.

д.х.н., профессор, Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Любутин И.С.

д.ф.-м.н., профессор, Россия, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Аннотация. *Выполнена серия исследований продуктов разложения ферроцена $Fe(C_5H_5)_2$ под воздействием высокого давления до 10 ГПа, создаваемого в камерах с алмазными наковальнями, в условиях лазерного нагрева до температуры 2200 K. Получены карты распределения температуры на образце в процессе нагрева. Структура и свойства полученных материалов изучены методами рентгеновского фазового анализа, просвечивающей электронной микроскопии и мёссбауэровской спектроскопии. Установлено, что продуктами разложения ферроцена являются наночастицы кристаллических фаз карбида железа Fe_7C_3 и металлического железа α-Fe, диспергированные в углеродной матрице. Отметим, что ранее не наблюдалось присутствие α-Fe в продуктах термических превращений ферроцена при высоких давлениях. Возможные механизмы одновременного образования этих наночастиц в процессах превращения ферроцена обсуждаются в работе.*

Ключевые слова: *ферроцен, камера с алмазными наковальнями, нанокомпозиты, наночастицы ядро@оболочка, мёссбауэровская спектроскопия, карбиды железа,* Fe_7C_3.

Thermal transformations of ferrocene $Fe(C_5H_5)_2$ induced by laser heating at a pressure of 10 GPa in diamond anvil cell

Zayakhanov V.A.,

A.V. Shubnikov Institute of crystallography of Kurchatov Complex of Crystallography and photonics, NRC "Kurchatov Institute"

Starchikov S.S.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, A.V. Shubnikov Institute of crystallography of Kurchatov Complex of Crystallography and photonics, NRC "Kurchatov Institute"

Troyan I.A.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, A.V. Shubnikov Institute of crystallography of Kurchatov Complex of Crystallography and photonics, NRC "Kurchatov Institute"

Bykov A.A.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Scientific and Technological Center for Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences

Bulatov K.M.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Scientific and Technological Center for Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences

Vasiliev A.L.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, A.V. Shubnikov Institute of crystallography of Kurchatov Complex of Crystallography and photonics, NRC "Kurchatov Institute"

Snegirev N.I.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, A.V. Shubnikov Institute of crystallography of Kurchatov Complex of Crystallography and photonics, NRC "Kurchatov Institute"

Davydov V.A.,

Doctor of Chemical Sciences, Professor, L.F. Vereshagin Institute for High Pressure Physics of the Russian Academy of Sciences

Lyubutin I.S.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, A.V. Shubnikov Institute of crystallography of Kurchatov Complex of Crystallography and photonics, NRC "Kurchatov Institute"

Annotation. *A series of studies of the decomposition products of ferrocene* $Fe(C_5H_5)_2$ *under the influence of high pressure up to 10 GPa created in diamond anvil cells under laser heating conditions to a temperature of 2200 K was carried out. Maps of the temperature distribution on the sample during the heating process were obtained. The structure and properties of the resulting materials were studied using X-ray phase analysis, transmission electron microscopy and Mössbauer spectroscopy. It has been established that the products of ferrocene decomposition are nanoparticles of crystalline phases of iron carbide* Fe_7C_3 *and metallic iron α-Fe, dispersed in a carbon matrix. The presence of α-Fe in the products of thermal transformations of ferrocene at high pressures has not been observed before. Possible mechanisms of simultaneous formation of these nanoparticles in*

ferrocene transformation processes are discussed

Keywords: *ferrocene, diamond anvil cell, nanocomposites, nanoparticles core@shell, Mössbauer spectroscopy, iron carbides,* Fe_7C_3.

Железосодержащие наночастицы нашли широкое применение в различных областях, таких как катализ, синтез Фишера-Тропша, хранение данных, экологические применения, защита от коррозии, биомедицина. Наночастицы карбида железа в углеродных оболочках обладают высокой биосовместимостью и намагниченностью насыщения, что важно для биомедицинских применений, например, при лечении раковых опухолей с помощью гипертермии и в качестве гибридных наноносителей лекарственных средств [1].

Исследования поведения ферроцена при высоком давлении и высокой температуре (ВДВТ) показали, что до 8 ГПа и температурах до 1600 °C продуктами превращений могут быть как аморфные наночастицы карбидов железа переменного состава Fe_xC_y, так и суперпарамагнитные и ферромагнитные наночастицы кристаллических фаз карбидов Fe_7C_3 и Fe_3C, не инкапсулированные и инкапсулированные в углеродные или более сложные по своему составу многослойные оболочки [2]. Магнитоуправляемые наночастицы карбидов железа, инкапсулированные в углеродные оболочки и обладающие высокой биосовместимостью, представляют, в частности, новый тип базовых платформ для биомедицинских комплексов [3].

Согласно фазовой диаграмме двухкомпонентной системы Fe-C при 10 ГПа [4], область составов с содержанием углерода выше 8.4 масс.% при температурах до 2000 °C отвечает области существования бинарной смеси карбида железа Fe_7C_3 и алмаза. В трехкомпонентной Fe-C-H системе, к которой можно отнести ферроцен, указанная P, T область еще не исследовалась. Эта область представляет фундаментальный и прикладной интерес. Появление наноразмерных алмазов в составе продуктов ВДВТ превращения ферроцена может привести к ярко выраженным оптическим (люминесцентным) свойствам, которые можно использовать для биомедицинских применений.

Целью данной работы было изучение превращения ферроцена $Fe(C_5H_5)_2$ при 10 ГПа и высоких температурах до 2200 K достигаемых с помощью лазерного нагрева в камерах высокого давления с алмазными наковальнями (КВД). Структура и свойства полученных материалов изучены методами рентгеновского фазового анализа, просвечивающей электронной микроскопии и мёссбауэровской спектроскопии. На рисунке 1 показаны фотографии ферроцена до и после лазерного нагрева, а также ПЭМ изображение полученных магнитных наночастиц.

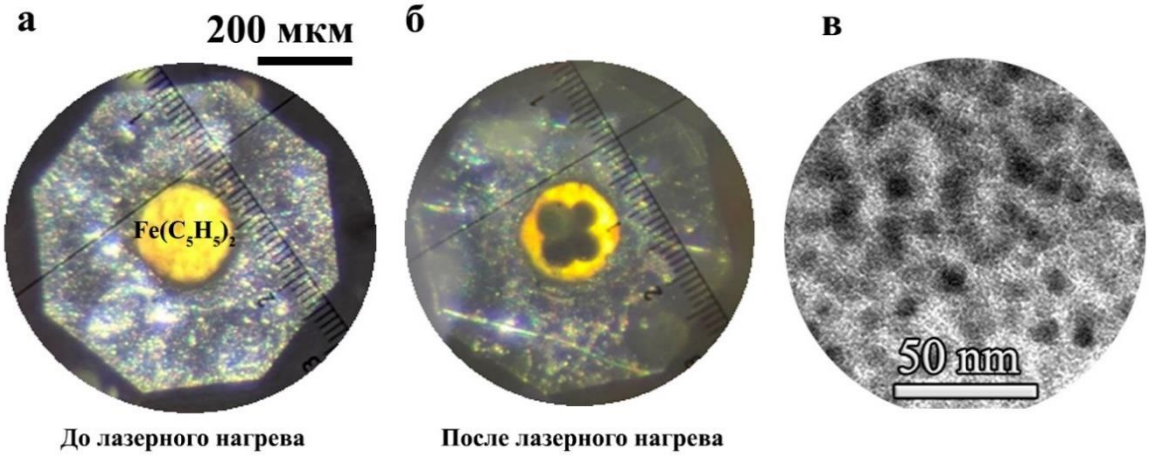


Рис. 1. Оптические фотографии калетты алмазной наковальни и ферроцена $Fe(C_5H_5)_2$ *до (а) и после (б) лазерного нагрева. (в) ПЭМ изображение наночастиц, полученных в процессе превращений ферроцена при ВДВТ.*

Установлено, что продуктами разложения ферроцена являются наночастицы кристаллических фаз карбида железа Fe_7C_3 и железа α-Fe, диспергированные в углеродной матрице, состоящей из аморфного и графитоподобного углерода. Наночастицы инкапсулированы в оболочки из аморфного углерода и графеновых слоев. Одновременное образование наночастиц карбида железа и железа ранее не наблюдалось при ВДВТ обработке ферроцена. Возможные механизмы одновременного образования этих наночастиц в процессах превращения ферроцена обсуждаются в работе.

Авторы выражают благодарность в работе д.х.н. Перекалину Д.С. и к.х.н. Е.С. Куликовой за помощь на разных этапах работы.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (Проект №22-72-00060) в части подготовки камеры высокого давления, аттестации ферроцена, проведения мёссбауэровских и рамановских экспериментов, обработке и анализу результатов. Лазерный нагрев и измерение температуры проводились на Уникальной научной установке «Лазерный нагрев в ячейках высокого давления» на базе НТЦ УП РАН [507563, https://unu.ntcup.ru/].

Список использованных источников:

1. Yu J. et al. Magnetic Reactive Oxygen Species Nanoreactor for Switchable Magnetic Resonance Imaging Guided Cancer Therapy Based on pH-Sensitive Fe_5C_2@Fe_3O_4 Nanoparticles // ACS Nano. – 2019. – Vol. 13, – № 9. – P. 10002–10014.
2. Starchikov S.S. et al. Evolution of the phase composition, crystal structure and magnetic properties of core@shell nanoparticles obtained during conversion of ferrocene at high pressure and high temperature // Appl. Surf. Sci. – 2023. – Vol. 615. – P. 156269.
3. Davydov V. et al. Solid state synthesis of carbon-encapsulated iron carbide nanoparticles and their interaction with living cells // J. Mater. Chem. B. – 2014. – Vol. 2, – № 27. – P. 4250–4261.
4. Lord O.T. et al. Melting in the Fe–C system to 70 GPa // Earth Planet. Sci. Lett. – 2009. – Vol. 284, – № 1–2. – P. 157–167.

УДК 537.9

Спонтанные и индуцируемые полем магнитные фазовые переходы в монокристалле ферримагнетика $Fe_{6.5}Cr_{0.5}Se_8$

Мозговых С.Н.

Аспирант 1 г/о, м.н.с., Институт естественных наук и математики,

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Шерокалова Е.М.

к.ф.м.н., доцент, Институт естественных наук и математики,

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Казанцев В.А.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,

Екатеринбург, Россия

Незнахин Д.С.

к.ф.м.н., н.с., Институт естественных наук и математики,

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Селезнева Н.В.

к.ф.м.н., доцент, Институт естественных наук и математики,

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Баранов Н.В.

д.ф.м.н., г.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,

Екатеринбург, Россия

Аннотация. *В работе изучено тепловое расширение и магнитные свойства монокристалла слоистого соединения $Fe_{6.5}Cr_{0.5}Se_8$, в котором атомы железа частично замещены хромом. Установлено, что частичное замещение привело к изменению температуры ферримагнитного упорядочения (T_C = 440 K) и температуры спиновой переориентации (T_{sr} ~ 150 K) по сравнению с исходным соединением Fe_7Se_8, для которого T_C = 450 K и T_{sr} ~ 120 K. Показано, что установление дальнего ферримагнитного порядка в $Fe_{6.5}Cr_{0.5}Se_8$ сопровождается спонтанной объемной магнитострикцией $\omega_s \sim -2.35\ 10^{-3}$. Ниже T_{sr} при приложении поля перпендикулярно плоскости слоев обнаружены необычные метамагнитного вида полевые зависимости намагниченности.*

Ключевые слова: *халькогениды переходных металлов, слоистая структура, ферримагнетизм, спиновая переориентация, спонтанная объемная магнитострикция.*

Spontaneous and field-induced magnetic phase transitions in a single crystal of the $Fe_{6.5}Cr_{0.5}Se_8$ ferrimagnet

Mozgovykh S.N.

PhD student, junior researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics,

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Sherokalova E.M.

PhD., associate professor, professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Kazantsev V.A.

PhD, senior researcher, N.M. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Division,

Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

Neznakhin D.S.

PhD, researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics,

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Selezneva N.V.

PhD., associate professor, professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Baranov N.V.

Dr. Sci., professor, N.M. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Division,

Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

Annotation. *In the present work the thermal expansion and magnetic properties of a single crystal of the layered compound $Fe_{6.5}Cr_{0.5}Se_8$, in which iron atoms are partially replaced by chromium, were studied. It was established that partial substitution led to a change in the temperature of ferrimagnetic ordering (T_C = 440 K) and the temperature of spin reorientation (T_{sr} ~ 150 K) compared to the initial compound Fe_7Se_8, for which T_C = 450 K and T_{sr} ~ 120 K. It was shown that the appearance of long-range ferrimagnetic order in $Fe_{6.5}Cr_{0.5}Se_8$ is accompanied by spontaneous volume magnetostriction $\omega_s \sim -2.35 \times 10^{-3}$. Below T_{sr}, when the field is applied perpendicular to the plane of the layers, unusual field dependences of the magnetization of a metamagnetic type are revealed.*

.

Keywords: *chalcogenides transition metals, layered structure, ferrimagnetism, spin reorientation, metamagnetism, spontaneous volume magnetostriction.*

В слоистом гексагональном соединении Fe_7Se_8 происходит чередование слоев железа и селена. За счет специфичного магнитного взаимодействия атомов железа реализуется сложная ферримагнитная структура, в которой магнитные моменты атомов железа в слое упорядочены ферромагнитно, а между соседними слоями реализуется антиферромагнитное упорядочение. За счет присутствия вакансий и соответственно различного количества магнитных атомов в слоях в соединении отсутствует компенсация магнитных моментов соседних слоев железа, в результате соединение обладает ферримагнитным порядком. Температура Кюри Fe_7Se_8 сравнительно высока и составляет величину $T_C \sim 450$ К. Дополнительно к основному фазовому переходу, связанному с образованием магнитного порядка, существует магнитный фазовый переход, связанный с изменением типа магнитной анизотропии. Как установлено, при температурах выше $T_{sr} \sim 120$ К наблюдается анизотропия типа «плоскость осей легкого намагничивания» и магнитные моменты расположены параллельно плоскости слоев, а при понижении температуры ниже T_{sr} происходит спиновая переориентация в направлении перпендикулярном плоскости слоев путем фазового перехода 1-го рода. Ниже T_{sr} магнитные моменты Fe образуют конус осей легкого намагничивания и располагаются под углом около

20° по отношению к оси *c*. При этом переходе не происходит смены типа магнитного упорядочения и соединение остается ферримагнетиком. В литературе [1,2,3] исследовалось влияние замещения части атомов железа на атомы других 3d металлов. Оказалось, что даже при относительно концентрациях замещение может оказывать сильное влияние на спин-переориентационный переход.

В настоящей работе было выполнено комплексное изучение различных свойств соединения $Fe_{6.5}Cr_{0.5}Se_8$. Модифицированным методом Бриджмена были получены монокристаллы $Fe_{6.5}Cr_{0.5}Se_8$, ориентация которых определялась с помощью метода Лауэ на отражение. Магнитные измерения проводились на вибромагнетометре 7407 VSM (Lake Shore, USA) в температурном интервале 300 – 550 К в полях до 17 кЭ, и на установке PPMS DynaCool в температурном интервале 4 – 300 К в полях до 90 кЭ. Кроме того, были проведены измерения намагниченности в импульсных магнитных полях до 270 кЭ. На монокристалле $Fe_{6.5}Cr_{0.5}Se_8$ были получены температурные зависимости электросопротивления в диапазоне температур 4 – 300 К, а также измерена полевая зависимость электросопротивления при T = 5 К в полях до 90 кЭ. На дилатометре DL-1500 RHP компании ULVAC-SINKU RIKO (Япония) в интервале температур от 80 К до 700 К были проведены измерения теплового расширения.

Оказалось, что температура Кюри слабо изменилась при замещении атомов железа на хром и понизилась до T_C ~ 440 К. Процесс спиновой переориентации в замещенном соединении наоборот происходит при более высокой температуре T_{sr} ~ 150 К. Оба магнитных фазовых перехода сопровождаются анизотропными деформациями решетки. При температуре Кюри наблюдается значительное отклонение от закона Дебая-Грюнайзена в магнитоупорядоченной области, обусловленное наличием объемной спонтанной магнитострикцией величина которой достигает $\omega_s \sim -2.35 \times 10^{-3}$. В магнитоупорядоченной области в плоскости *ab* наблюдается дополнительное сжатие, относительно чисто фононного вклада. Вдоль оси *c* наблюдается инварный эффект, при котором при понижении температуры происходит увеличение длины образца.

При температурах ниже T_{sr} вдоль оси *c* наблюдается метамагнитный вид полевых зависимостей при приложении поля выше критического значения H_{cr} ~ 10 кЭ полем, что связано с процессами намагничивания в доменах, имеющих проекции намагниченности разного знака в направлении параллельно оси *c*. Наличие метамагнитного вида петель подтверждается при измерениях в импульсных полях. Установлено, что процесс намагничивания вдоль оси *c* сопровождается аномалиями на полевых зависимостях магнитосопротивления.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант No 22-13-00158).

Список использованных источников:

1. P. Terzieff. The paramagnetism of transition metal substituted Fe_7Se_8. // J. Phys. Chem. Solids. – 1982. – № 3. – С. 305-309.
2. P. Terzieff. The effect of 3d-transition metal solutes on the ferrimagnetism of Fe_7Se_8. // J. Phys. Chem. Solids. – 1983. –№ 2. –С. 125-128
3. Y. Konopelnyk. Combined pressure and magnetic field induced caloric effect in Fe_7Se_8 single crystals doped with Ni and Co ions. // Journal of Applied Physics. –2022. – № 132. –С. 172904.

УДК 537.622.6, 537.622.4

Получение магнитотвёрдых порошков Nd-Fe-B методом HDDR

Иванов И.А.

лаборант-исследователь отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Протасов А.В.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник лаборатории перспективных магнитных материалов ИФМ УрО РАН

Голубятникова А.А.

лаборант-исследователь отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Шалагинов А.Н.

лаборант-исследователь отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Андреев С.В.

старший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Волегов А.С.

к.ф.-м. н., доцент кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *Технология HDDR является перспективной с точки зрения переработки постоянных магнитов, получения обменно-связанных магнитных материалов, а также изготовления магнитных порошков пригодных для аддитивного производства. В данной работе проведено исследование зависимости магнитных свойств HDDR-порошков полученных двумя различными вариантами процедуры; показана зависимость магнитных свойств от содержания неодима в сплаве; исследована зависимость коэрцитивной силы от времени размола частиц в различных средах; получены угловые зависимости коэрцитивной силы и релаксационной коэрцитивной силы.*

Ключевые слова: *HDDR-процесс, $Nd_2Fe_{14}B$, коэрцитивная сила, магнитотвердые материалы*

Production hard magnetic powder of Nd-Fe-B by HDDR method

Ivanov I.A.

Research assistant of the Solid State Magnetism Department of the Research Institute of Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University

Protasov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences Senior researcher of the Laboratory of Advanced Magnetic Materials of Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Science

Golubiatnikova A. A.

Research assistant of the Solid State Magnetism Department of the Research Institute of Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University

Shalaginov A.N.

Research assistant of the Solid-State Magnetism Department of the Research Institute of Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University

Andreev S. V.

Senior researcher of the Solid-State Magnetism Department of the Research Institute of Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University

Volegov A. S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, Ural Federal University

Annotation. *HDDR process is promising from the point of view of recycling permanent magnets, obtaining exchangeable bonded magnetic materials, as well as manufacturing magnetic powders suitable for additive manufacturing. In this paper, the dependence of the magnetic properties of HDDR powders obtained by two different variants of the procedure is studied; the dependence of the magnetic properties on the content of neodymium in the alloy is shown; the dependence of the coercivity on the grinding time of particles in various media is investigated; angular dependences of the relaxation coercive force are obtained.*

Keywords: *HDDR process, $Nd_2Fe_{14}B$, coercive, hard magnetic materials*

В 1989 г. Т. Такешитой и Н. Накаямой был открыт процесс водородного синтеза высококоэрцитивных магнитотвёрдых порошков на основе интерметаллического соединения $Nd_2Fe_{14}B$ [1]. На данный момент технология известна как HDDR-процесс – по первым буквам основных протекающих реакций: Hydrogenation-Disproportionation-Desorption-Recombination (гидрирование, диспропорционирование, десорбция и рекомбинация), которые могут быть описаны обратимой реакцией [2,3]:

$$Nd_2Fe_{14}B+xH_2 \leftrightarrow 2NdH_x+12\alpha\text{-}Fe+Fe_2B,$$

где x – параметр, характеризующий внедрение водорода в междоузлия решётки $Nd_2Fe_{14}B$ и определяющийся условиями протекания реакции (давление водорода и температура сплава) [2]. Прямое направление реакции называют HD-стадией, в её ходе осуществляется распад гидрида основной фазы, термодинамически нестабильного при температуре, превышающей 650 °C. Эволюция структуры на данном этапе представляет из себя прорастание пластинчатых фаз NdH_x и Fe_2B в матрицу α-Fe перпендикулярно исходной границе. Причём это прорастание локализовано внутри гидрированной подобласти исходного зерна. В конце стадии из пластин образуются энергетически более выгодные (уменьшается площадь поверхности) сферы. В итоге HD-этапа крупные зёрна разбиваются на ряд мелких гидрированных областей. При вакуумировании системы инициализируется процесс образования и роста зародышей фазы $Nd_2Fe_{14}B$ (DR-стадия). В конце данного этапа образуется нанокластерная структура, представляющая из себя субмикронные зёрна фазы $Nd_2Fe_{14}B$ (~300 нм), разделённые тонкой (~2 нм) Nd-обогащённой парамагнитной прослойкой.

Технология HDDR, на данный момент, считается перспективной с точки зрения переработки постоянных магнитов [2], однако также представляет интерес синтез магнитных порошков, которые, например, могут быть использованы для аддитивного производства.

В данном исследовании реализованы два усовершенствованных подхода к HDDR-процессу, позволяющие получать анизотропные магнитотвёрдые порошки:

1) dynamic (d-HDDR) [2], в ходе которого сплав нагревался до температуры T_1 в водородной среде с абсолютным давлением водорода 20, 30 или 40 кПа, после чего осуществлялась выдержка и нагрев до температуры T_2, что, в соответствии с работой [2], должно приводить к увеличению коэрцитивной силы. Кроме того, на этапе DR проводится выдержка гидрированного сплава при абсолютном давлении водорода 10 кПа, позволяющая замедлить эндотермическую реакцию рекомбинации;
2) solid (s-HDDR), в ходе которого сплав предварительно нагревают до температуры, превышающей 800 °C, после чего в систему за 70 минут вводится водород до абсолютного давления 70, 90, 110 и 130 кПа. На стадии DR откачивание водорода ведется поэтапно, с выдержкой в точках 60 % и 10 % от абсолютного давления водорода на стадии HD.

Температура и времена выдержки в ходе протекания процессов выбраны на основе априорной информации и не изменялись.

Гидрированию подвергаются сплавы с содержанием неодима 27, 33 и 36 % масс., полученные методом индукционного плавления и подвергнутые гомогенизации при температуре 1000 °C в течение 24 часов.

Показано, что вне зависимости от содержания неодима в исходном сплаве порошки, полученные методом d-HDDR, по величине коэрцитивной силы и отношению σ_r/σ_s уступают порошкам, полученным методом s-HDDR, что может объясняться сильной чувствительностью первого типа процесса к давлению водорода и временам выдержки на каждом из этапов. С этой точки зрения интерес, также, представляет изучение кривых диспропорционирования процесса d-HDDR.

В работе показано, что увеличение температуры на HD-стадии приводит к преждевременной десорбции водорода из сплава, вне зависимости от выбранного давления, но при давлении, близком к оптимальному для данного сплава, скорость десорбции уменьшается и реакция носит колебательный характер, что ранее нигде не отмечалось.

С помощью магнитных измерений показано, что содержание неодима играет ключевую роль в получении высокоэрцитивного состояния HDDR-порошков, что объясняется увеличением толщины парамагнитной прослойки, служащей местом пинингования доменной стенки. Измерения осуществлялись с помощью вибрамагнетометра КВАНС-1 в магнитном поле до 26 кЭ; а также с помощью измерительной установки PPMS DynaCool, оборудованной модулем VSM, в магнитном поле до 90 кЭ. Размол гидрированных сплавов осуществлялся в планетарной шаровой мельнице при соотношении массы сплава и шаров 1:16.

Показано, что коэрцитивная сила HDDR-порошков значительно уменьшается с увеличением времени размола, что, например, не характерно для быстрозакалённых сплавов и может объясняться увеличением числа поверхностных дефектов и более сложным механизмом перемагничивания, чем задержка смещения доменных стенок на границах элементов нанокластеров. Размол исходного сплава, проводимый предварительно процессу HDDR, также приводит к уменьшению коэрцитивной силы, однако позволяет значительно снизить время размола сплава после гидрирования, в результате чего порошки с размером частиц 30-40 мкм, пригодные для аддитивного производства, имеют коэрцитивную силу сравнимую с коэрцитивной силой исходных частиц HDDR-порошка. Показано, что среда размола (этиловый спирт, толуол, технический ацетон и гексан) не сказывается на магнитных характеристиках, при одинаковых размерах частиц, но оказывает влияние на однородность размола.

Проведено исследование зависимости коэрцитивной силы и релаксационной коэрцитивной силы от угла приложения внешнего магнитного поля относительно оси

текстуры порошка. Характерный вид полученных кривых, соответствующий теории 1/cosθ Кондорского: нелинейное увеличение в диапазоне углов от 0° до 80°, что подтверждает основной вклад задержку смещения доменной стенки как основной механизм формирования высококоэрцитивного состояния.

Список использованной литературы:

1. T. Takeshita and R. Nakayama, “Magnetic properties and microstructures of the NdFeB magnet powder produced by hydrogen treatment,” Proceedings of the 10th International Workshop on Rare-Earth Magnets and Their Applications, Kyoto, Japan, pp. 551, 1989.
2. Poenaru I. et al. HDDR as advanced processing method and recycling technology to address the rare-earth resource criticality in high performance Nd2Fe14B magnets production //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2023. – С. 170777.
3. Habibzadeh A., Kucuker M. A., Gökelma M. Review on the Parameters of Recycling NdFeB Magnets via a Hydrogenation Process //ACS omega. – 2023.

УДК 537.9

Структурные и магнитные фазовые переходы в соединениях $Cr_{1-\delta}Te$

Шерокалова Е.М.

к.ф.м.н., доцент, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Ключарев М.Д.

аспирант, м.н.с., Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Горбов Л.Е.

студент, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Шишкин Д.А.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

Селезнева Н.В.

к.ф.м.н., доцент, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Баранов Н.В.

д.ф.м.н., г.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

Аннотация. *Синтезирована серия поликристаллических образцов $Cr_{1-\delta}Te$ ($0.25 \leq \delta \leq -0.125$), часть из которых получена впервые. Проведена аттестация полученных соединений с помощью рентгеновской дифракции, а также выполнены измерения намагниченности и электросопротивления. Получены концентрационные зависимости кристаллографических*

параметров, температуры магнитного упорядочения, эффективного магнитного момента хрома, из магнитных данных сделана оценка магнитокалорического эффекта (МКЭ). Показана возможность вариации величины МКЭ и рабочего интервала температур путем изменения соотношения Cr:Te и термообработками.

Ключевые слова: *халькогениды переходных металлов, слоистая кристаллическая структура, ферромагнетизм, магнитокалорический эффект.*

Structural and magnetic phase transitions in $Cr_{1-\delta}Te$ compounds

Sherokalova E.M.

PhD., associate professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Klyucharev M.D.

PhD student, researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Gorbov L.E.

student, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Shishkin D.A.

PhD., researcher, N.M. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Division,
Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

Selezneva N.V.

PhD., associate professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Baranov N.V.

Dr. Sci., professor, N.M. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Division,
Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

Annotation. *A series of polycrystalline $Cr_{1-\delta}Te$ samples ($0.25 \leq \delta \leq -0.125$) was synthesized, some of which were obtained for the first time. The samples were examined using X-ray diffraction, and magnetization and electrical resistance were measured. The concentration dependences of crystallographic parameters, magnetic ordering temperature, and effective magnetic moment of chromium were obtained, and the magnetocaloric effect (MCE) was estimated from the magnetic data. The possibility of varying the MCE value and the operating temperature range by changing the Cr:Te ratio and heat treatments has been shown.*

Keywords: *transition metal chalcogenides, layered crystal structure, ferromagnetism, magnetocaloric effect.*

Бинарные халькогениды хрома $Cr_{1-\delta}Te$ – это слоистые соединения со структурой типа NiAs, в которых атомы хрома расположены в позициях с октаэдрическим окружением, а в каждом втором металлическом слое имеются вакансии, которые в общем случае располагаются случайно [1]. Теллуриды хрома вблизи эквиатомного состава могут рассматриваться как квазидвумерные магнитные системы с упорядочением магнитных

моментов атомов хрома. Величина магнитного момента хрома, как оказалось, может быть разной в слоях с вакансиями и в полностью заполненных слоях [1]. Варьируя концентрацию хрома в таких соединениях, можно наблюдать ряд структурных и магнитных переходов при разных температурах [1,2]. В интервале $0 \leq \delta \leq 0.4$ соединения $Cr_{1-\delta}Te$ являются ферромагнетиками с температурой Кюри от (160 – 180) К ($\delta \sim 0.4$) до (325 – 350) К ($\delta \leq 0.25$) [3,4] и имеют металлический тип проводимости [5]. В литературных данных существует большой разброс по свойствам $Cr_{1-\delta}Te$, представленных разными авторами, что по-видимому, обусловлено разным соотношением Cr:Te в образцах с близким номинальным составом, разными методами получения, а также структурной нестабильностью этих соединений. Характерной особенностью нестехиометричных теллуридов хрома является сильное влияние термообработок на упорядочение вакансий внутри слоев [3]. С прикладной точки зрения теллуриды хрома в тонкопленочном состоянии рассматриваются как перспективные материалы для применения в спинтронике, а в массивном состоянии они имеют потенциал для применения в качестве рабочих тел для магнитного охлаждения. Согласно проведенным недавно исследованиям, максимальное значение изменения магнитного вклада в энтропию в стехиометрическом соединении CrTe достигает 40% величины, наблюдаемой в чистом гадолинии при том же значении магнитного поля [4]. Поэтому теллуриды хрома могут оказаться реальными конкурентами магнитокалорическим материалам, содержащим редкие земли.

Целью настоящей работы является синтез образцов теллурида хрома как с недостатком, так и избытком хрома относительно эквиатомного состава CrTe, аттестация образцов с помощью рентгеновской дифракции и исследование их магнитотепловых и электрических свойств. Соединения $Cr_{1-\delta}Te$ ($0.25 \leq \delta \leq -0.125$ с шагом 0.06), исследованные в настоящей работе, получены методом твердофазных реакций в вакуумированных кварцевых ампулах из чистых элементов при температуре 1200 К с последующим охлаждением с различной скоростью. Для исследования фазового состава использовался метод порошковой рентгеновской дифракции на дифрактометре Bruker D8 ADVANCE. Качественный фазовый анализ проводили при помощи картотеки рентгенограмм PDF-2. Структуру соединений уточняли методом Ритвельда в программном пакете Fullprof. Измерения намагниченности в зависимости от температуры и величины приложенного магнитного поля осуществлялись на вибрационном магнитометре Lake Shore VSM 7407 в температурном интервале (80 - 400) К и в магнитных полях до 15 кЭ. Температурные зависимости электросопротивления измерялись стандартным четырёхзондовым методом на постоянном токе с использованием автономного криостата замкнутого цикла CryoFree 204 в интервале температур (15 - 300) К. Оценка величины магнитокалорического эффекта (МКЭ) осуществлялась по данным изополевых кривых M(T) в различных магнитных полях.

В результате комплексного исследования были получены концентрационные зависимости кристаллографических параметров, температуры магнитного упорядочения, эффективного магнитного момента атома хрома, и из данных по намагниченности сделана оценка изменений магнитного вклада в энтропию $|\Delta S_M|$. Установлено, что температура Кюри полученных соединений изменяется в интервале от 290 К до 350 К. Обнаружено, что на величину МКЭ существенное влияние оказывают условия термообработки образцов после синтеза. Так, для образцов CrTe, $Cr_{1.0625}Te$, $Cr_{1.125}Te$ после дополнительной закалки в смеси воды со льдом получено увеличение $|\Delta S_M|$ на (10 - 15) % относительно значений, измеренных до закалки. Таким образом, исследование показало возможность модификации магнитотепловых свойств теллурида хрома путем выбора отношения Cr:Te в образцах и условий их термообработки.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (грант № 22-13-00158).

Список использованных источников:

1. Andresen A.F. The magnetic structure of Cr_2Te_3, Cr_3Te_4 and Cr_5Te_8 // Acta Chemica Scandinavica. – 1970. – Vol. 24. – P. 3495.
2. Guixin Cao, Qiang Zhang, Matthias Frontzek et al, Structure, chromium vacancies, and magnetism in a $Cr_{12-x}Te_{16}$ compound // Physical Review Materials. – 2019. – Vol. 3, – P. 125001.
3. Hashimoto T., Hoya K., Yarnaguchi M. Magnetic properties of single crystals $Cr_{2-\delta}Te_3$ // J. Phys. Soc. Japan. – 1971. – V. 31, – P. 679.
4. Hamad M.Kh., Nlebedim I.C., Maswadeh Yazan, Hamad R., Ziq Kh. A. Room temperature magnetocaloric effect in $CrTe_{1-x}Se_x$ alloys // Eur. Phys. J. Plus. – 2022. – Vol. 137. – P. 1259.
5. Dijkstra J., Weitering H.H., van Bruggen C.F., Haas C. and de Groot R.A. Band-structure calculations, and magnetic and transport properties of ferromagnetic chromium tellurides (CrTe, Cr_3Te_4, Cr_2Te_3) // J. Phys.: Condens. Matter. – 1989. – Vol. l. – P. 9141.

УДК 621.318.132

Макроскопическое проявление магнитостатического взаимодействия между микрообъемами в процессах перемагничивания в магнитотвердых сплавах на основе РЗМ

Лилеев А.С.

профессор, Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

Аннотация. *Наиболее ярко магнитостатическое взаимодействие между микрообъемами проявляется в эффекте «термического намагничивания», наблюдаемого в сплавах на основе соединений $SmCo_5$ и $Nd_2Fe_{14}B$. Явление «термического намагничивания» заключается в том, магниты, размагниченные отрицательным полем, необратимо намагничиваются в отсутствии внешнего магнитного поля при их нагреве до температур, не превышающих точку Кюри. Явление обусловлено магнитостатическим взаимодействием и различной температурной зависимостью перемагниченной и неперемагниченной частями материала. Иное проявление магнитостатического взаимодействия наблюдали в магнитах из сплавов типа Sm (Co, Cu, Fe, Zr)$_{7.5}$, в которых коэрцитивная сила определяется закреплением доменной границы на второй фаз и в которых соотношение между магнитостатическим взаимодействием и эффективностью закрепления доменной стенки определяет размеры доменов.*

Ключевые слова*: магнитостатическое взаимодействие, моделирование, доменная структура, процессы перемагничивания, термическая обработка, магнитные свойства, коэрцитивная сила.*

Магнитостатическое взаимодействие между микрообъемами материала является одним из сложных вопросов, относящихся к исследованию процессов перемагничивания высокоанизотропных материалов.

В связи с этим представляет интерес установить взаимосвязь межу конкретными макроскопическими характеристиками материала и полями внутреннего магнитостатического взаимодействия, возникающими между микрообъемами материала, что и является целью настоящей работы.

Одним из макроскопических проявлений, связанным с внутренними полями магнитостатического взаимодействия, следует считать эффект термического намагничивания [1].

Перед рассмотрением этого явления следует остановиться на анализе формирования магнитной структуры после различных способов размагничивания.

Первый способ – нагрев до температур выше температуры Кюри – термическое размагничивание. Второй способ – путем приложения знакопеременного магнитного поля с убывающей амплитудой – циклическое размагничивание. Третий способ – приложение отрицательно магнитного поля после намагничивания до насыщения в положительном поле.

Каждый из этих способов размагничивания создает свою определенную магнитную структуру в материале. При размагничивании первыми двумя способами в текстурованном высокоанизотропном материале создается одинаковое распределение микрообъемов по коэрцитивности микрообъемов с направлением магнитного момента в положительном и отрицательном направлении. При размагничивании отрицательным полем, равным коэрцитивной силе $_{J}Hc$, перемагниченными микрообъемами с меньшей коэрцитивной силой, чем микрообъемы, оставшиеся неперемагниченными. Материал оказывается разделенным на две части: одна (перемагниченная) состоит из микрообъемов с малой коэрцитивной силой, другая (неперемагниченная) с большей. Известно, что при нагреве таких материалов, как $SmCo_5$ и $Nd_2Fe_{14}B$ коэрцитивная сила уменьшается тем быстрее, чем она меньше. Уменьшение коэрцитивности в перемагниченной части позволяет полю магнитостатического взаимодействия примагнитить эти микрообъемы в обратном направлении, что приведет к возникновению не скомпенсированного магнитного момента во всем образце, то есть к «термическому намагничиванию».

Кроме эффекта «термического намагничивания», магнитостатическим взаимодействием вызвано укрупнение магнитных доменов («доменов взаимодействия») в горячедеформированных образцах $Nd_2Fe_{14}B$ при образовании в них кристаллической текстуры за счет рекристаллизации, описанное в работе [2].

Еще одно проявление действия поля магнитостатического взаимодействия то, что перемагничивание в текстурованном одноосном материале происходит благодаря возникновению «каналов перемагничивания», то есть перемагниченный микрообъем своим полем перемагничивает соседнюю область [3].

Проявление магнитостатического взаимодействия наблюдали в магнитах из сплавов типа $Sm\,(Co, Cu, Fe, Zr)_{7.5}$, в которых коэрцитивная сила определяется закреплением доменной границы на второй фаз. В этом случае, когда эффективность закрепления доменной границы мала, то доменная граница смещается под воздействием поля магнитостатического взаимодействия и её равновесное положение будет определяться соотношением между полем магнитостатического взаимодействия и эффективностью закрепления доменной стенки, таким образом определяя размер доменов.

Список использованной литературы:

1. Лилеев А.С., Викторов В.Н., Старикова А.С. Влияние межчастичного магнитостатического взаимодействия на процессы перемагничивания в сплавах неодим-железо-бор. //Известия РАН. Серия физическая, -2010, -том 74, -№10, -С.1459-146

2. Khlopkov K., Gutfleisch O., SchaferR., Hinz D., H. Muller K.-H., Schultz L. Interaction domains in die-upset NdFeB magnets in dependence on the degree of deformation // JMMM 272–276 (2004) p.1937–1939.

3. Ариничева О.А., Лилеев А.С., Сеин В.А., Старикова А.С. Моделирование особенностей процесса перемагничивания в сплавах для постоянных магнитов на основе РЗМ. // Перспективные материалы, Специальный выпуск, -2011,-№11,- С.179-190.

УДК 538.955

Новые магнитокалорические материалы Gd(TM)Si для применения в сжижении газов

Мухачев Р.Д.

мл. науч. сотр., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Лукоянов А.В.

к. ф.-м. н., в.н.с., заведующий лабораторией оптики металлов, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Платонов С.П.

науч. сотр., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Волегов А.С.

к. ф.-м. н., доц., ст. науч. сотр., Уральский федеральный университет

Гавико В.С.

к. ф.-м. н., руководитель отдела, в.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Яковлева М.Ю.

мл. науч. сотр., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Кучин А.Г.

д-р физ.-мат. наук, в.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Аннотация. *Высокая эффективность и экологичность магнитокалорических устройств вызывают высокий интерес среди исследователей, как передовое направление. В данной работе были синтезированы и изучены интерметаллические соединения* $GdMn_{1-x}Ru_xSi$*, а также* $GdMn_{1-x}V_xSi$ *и* $GdCr_{0.4}Mn_{0.6-x}Fe_xSi$*. Проведенные исследования показали изменения магнитных свойств и температуры Кюри в зависимости от содержания рутения в* $GdMn_{1-x}Ru_xSi$*, которые могут быть использованы для сжижения газов при температурах 78.3–320 К. Электронная структура и магнитные моменты были рассчитаны методом DFT+U, подтверждая и дополняя экспериментальные данные. Полученные результаты указывают на потенциал соединений Gd(TM)Si в магнитокалорических приложениях, особенно для сжижения газов.*

Ключевые слова: *редкоземельные соединения, кристаллическая структура, магнитные измерения, магнитокалорический эффект, электронная структура*

New magnetocaloric materials Gd(TM)Si for use in gas liquefaction

Mukhachev R.D.

Junior Research Scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Lukoyanov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Research Scientist, Head of the Laboratory of Metal Optics, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Platonov S.P.

Research Scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Volegov A.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Ural Federal University

Gaviko V.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Head of Department, Leading Research Scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Yakovleva M.Y.

Junior Research Scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Kuchin A.G.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Leading Research Scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *The high efficiency and environmental friendliness of magnetocaloric devices are of great interest among researchers as an advanced field. In this work, the intermetallic* $GdMn_{1-x}Ru_xSi$ *compounds, as well as* $GdMn_{1-x}V_xSi$ *and* $GdCr_{0.4}Mn_{0.6-x}Fe_xSi$ *were synthesized and studied. Our investigations showed changes in the magnetic properties and Curie temperature depending on the ruthenium content in* $GdMn_{1-x}Ru_xSi$*, which can be used for liquefaction of gases at temperatures of 78.3–320 K. The electronic structure and magnetic moments were calculated using the DFT+U method, confirming and supplementing the experimental data. The results obtained indicate the potential of Gd(TM)Si in magnetocaloric applications, especially for liquefaction of gases.*

Keywords: *rare earth compounds, crystal structure, magnetic measurements, magnetocaloric effect, electronic structure*

Тройные интерметаллические соединения на основе гадолиния с переходными металлами отличаются высокими значениями магнитокалорического эффекта (МКЭ) и магнитосопротивления [1], что делает их идеальными для использования в различных передовых, экологически чистых и высокоэффективных технологиях. К примеру, технология магнитного охлаждения на основе магнитокалорического эффекта может стать экологически устойчивым методом для сжижения азота, а также для предотвращения его испарения при хранении. Жидкий азот, в свою очередь, часто применяется как окончательный охладитель для сжиженного природного газа при температуре 111 К.

В ходе работы были синтезированы новые интерметаллические соединения $GdMn_{1-x}Ru_xSi$ [1,2], $GdMn_{1-x}V_xSi$ и $GdCr_{0.4}Mn_{0.6-x}Fe_xSi$ с тетрагональной структурой типа CeFeSi (P4/nmm). С увеличением содержания Ru параметр решетки *c* быстро уменьшается вплоть до 8.5%, а параметр *a* незначительно увеличивается на 4.4%. Существенное изменение параметра *c* объясняется изменением геометрии решетки, которая представляет собой слоистую структуру.

Для $GdMn_{1-x}Ru_xSi$ температура Кюри T_C была определена из минимума производной зависимости намагниченности от температуры M(T) в поле 100 Э. Было установлено резкое падение T_C с 320 К до 78.3 К [2] с уменьшением содержания марганца. Из экспериментально полученных кривых размагничивания были рассчитаны намагниченность насыщения и магнитокалорический эффект МКЭ, которые изменяются немонотонно с провалом при равной концентрации переходных металлов x=0.5, что предположительно связано со скошенной ферримагнитной структурой соединений $GdMn_{1-x}Ru_xSi$. Изменение МКЭ происходит в интервале от 1.84 Дж/кгК (x=0) до 4.94 Дж/кгК (x=1) при изменении магнитного поля 0–17 кЭ. Особенностью исследуемого соединения $GdMn_{1-x}Ru_xSi$ является МКЭ, который реализуется при фазовом переходе второго рода и широком диапазоне температур от 78.3 К до 320 К, что находится в непосредственной близости к температуре кипения жидкого азота 77.4 К [2].

Расчет электронной структуры и магнитных моментов системы $GdMn_{1-x}Ru_xSi$ был проведен в рамках теоретического метода DFT+U. Поддерживая экспериментальные данные, рассчитанные полные магнитные моменты $GdMn_{1-x}Ru_xSi$ также снижены в составах с замещением. Кроме того, были построены плотности электронных состояний (DOS) для всех рассмотренных соединений. Состояния марганца содержат сильно поляризованные антиферромагнитные пики и небольшую плотность состояний вблизи уровня Ферми. Для электронных состояний рутения характерно более равномерное и симметричное распределение по энергиям, что приводит к высоким полным значениям DOS на уровне Ферми, при добавлении в состав ионов рутения. Минимальное значение DOS на уровне Ферми 2.05 сост./эВ/ф.ед. рассчитано в GdMnSi, а наиболее высокие 2.77 и 3.31 сост./эВ/ф.ед. были получены в расчетах для $GdMn_{0.5}Ru_{0.5}Si$ и GdRuSi соответственно [2].

Полученные нами результаты говорят о перспективности использования соединений Gd(TM)Si, в частности, серии соединений $GdMn_{1-x}Ru_xSi$, для магнитокалорических приложений, в особенности для сжижения газов. Таким образом, интерметаллиды серии Gd(TM)Si могут быть эффективными магнитокалорическими материалами, подходящими для сжижения азота и других газов. Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-22-00066, https://rscf.ru/project/24-22-00066/, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН.

Список использованной литературы:

1. Kuchin, A.G.; Platonov, S.P.; Mukhachev, R.D.; Lukoyanov, A.V.; Volegov, A.S.; Gaviko, V.S.; Yakovleva, M.Y. Large Magnetic Entropy Change in GdRuSi Optimal for Magnetocaloric Liquefaction of Nitrogen // Metals. – 2023, –№ 13, –P. 290. https://doi.org/10.3390/met13020290.
2. Platonov, S.P.; Kuchin, A.G.; Volegov, A.S.; Gaviko, V.S.; Mukhachev, R.D.; Lukoyanov, A.V.; Yakovleva, M.Y. The $GdMn_{1-x}Ru_xSi$ compounds cassette for magnetocaloric nitrogen liquefaction // in press.

УДК 538.91+538.955+537.311.3

Магнитные и нелинейные электрические свойства манганитов $La_{0.60}Sr_{0.35}Ce_{0.05}Mn_{0.95}Co_{0.05}O_{3+\gamma}$

Баделин А.Г.

к.ф-м.н., ведущий научный сотрудник, Астраханский государственный университет им. В.Н. Татищева

Карпасюк В.К.

д.ф-м.н., профессор, главный научный сотрудник, Астраханский государственный университет им. В.Н. Татищева

Эстемирова С.Х.

к.х.н., старший научный сотрудник, Институт металлургии УрО РАН, Астраханский государственный университет им. В.Н. Татищева

Аннотация. *Приведены данные о структурных характеристиках, магнитных и электрических параметрах керамических образцов лантан-стронциевых манганитов, легированных парой ионов $Ce^{4+}(5p^6)$ и $Co^{2+}(3d^7)$, с различным содержанием кислорода. Получен манганит, содержащий однозарядные ионы кислорода после отжига в глубоком вакууме. Образцы, спеченные на воздухе при 1523 К, обладающие анионными вакансиями, проявляют N-образные вольт-амперные характеристики (ВАХ) в диапазоне температур 120–280 К. Манганит, отожженный в кислороде и содержащий катионные вакансии, обладает S-образными ВАХ. В магнитном поле 0,92 Тл участки ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением не обнаруживаются.*

Ключевые слова: *легирующие ионы, содержание кислорода, микронеоднородности, намагниченность, точка Кюри, типы проводимости, вольт-амперные характеристики*

Magnetic and nonlinear electrical properties of $La_{0.60}Sr_{0.35}Ce_{0.05}Mn_{0.95}Co_{0.05}O_{3+\gamma}$ manganites

Badelin A.G.

Ph.D., leading researcher, Astrakhan Tatishchev State University

Karpasyuk V.K.

Dr.Sc., professor, chief researcher, Astrakhan Tatishchev State University

Estemirova S.Kh.

Ph.D., senior researcher, Institute for Metallurgy UB RAS, Astrakhan Tatishchev State University

Annotation. *Data on the structural characteristics, magnetic and electrical parameters of ceramic samples of lanthanum-strontium manganites doped with a pair of $Ce^{4+}(5p^6)$ and $Co^{2+}(3d^7)$ ions, with different oxygen contents, are presented. Manganite containing single-charged oxygen ions was obtained after annealing in high vacuum. Samples sintered in air at 1523 K, having anionic vacancies, exhibit N-shaped current-voltage (I-V) characteristics in the temperature range of 120–280 K. Manganite annealed in oxygen and containing cationic vacancies has S-shaped I-V characteristics. In magnetic field of 0.92 Tl, the sections with negative differential resistance on I-V characteristics are not detected.*

***Keywords**: doping ions, oxygen content, microinhomogeneities, magnetization, Curie point, types of conductivity, voltage characteristics*

Перовскитоподобные манганиты, обладающие сильной взаимосвязью магнитных и электрических свойств, переключательными вольт-амперными характеристиками (ВАХ), другими актуальными для технических приложений параметрами [1–2], активно исследуются как перспективные функциональные материалы и являются интересными объектами физических исследований. Одной из важных и недостаточно изученных проблем остается установление влияния легирующих разновалентных ионов (особенно вводимых одновременно в разные подрешетки) и дефектов нестехиометрии на формирование ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) различного типа.

Некоторые аспекты этой проблемы рассмотрены в настоящей работе при изучении ВАХ керамических образцов манганитов $La_{0.60}Sr_{0.35}Ce_{0.05}Mn_{0.95}Co_{0.05}O_{3+\gamma}$ с различным содержанием кислорода во взаимосвязи с их структурными и магнитными свойствами. Здесь в состав манганита базовой лантан-стронциевой системы введены четырехвалентный и двухвалентный ионы, являющиеся донорами и акцепторами: $Ce^{4+}(5p^6)$ – в редкоземельную подрешетку, а ионы $Co^{2+}(3d^7)$ – в подрешетку марганца.

Спекание экспериментальных образцов было осуществлено на воздухе при 1523 К, затем образцы охлаждались с печью. Получение манганитов с содержанием кислорода $\gamma < 0$, $\gamma = 0$ или $\gamma > 0$ достигалось с помощью термообработки спеченных (исходных) образцов в атмосферах с парциальным давлением кислорода (P_{O2}) 10^{-8} Па, 10^{-1} Па или 10^{5} Па, соответственно, при температуре 1223 К. Было найдено, что у исходных образцов $\gamma = -0{,}019$, у отожженных в кислороде (при $P_{O2} = 10^5$ Па) $\gamma = 0{,}008$; манганит, отожженный в глубоком вакууме (при $P_{O2} = 10^{-8}$ Па), содержит однозарядные ионы кислорода: $La_{0.600}Sr_{0.35}Ce_{0.050}Mn_{0.950}Co_{0.050}O^{2-}_{2,874}O^{-}_{0.126}$. Образец, обработанный при $P_{O2} = 10^{-1}$ Па, – стехиометрический. Структура всех полученных образцов – однофазная, ромбоэдрическая.

В таблице 1 представлены структурные и магнитные характеристики манганитов, полученных в различных условиях.

Таблица 1. Объем элементарной ячейки (V), средняя величина микроискажений по Стоксу-Уилсону (ε), удельная намагниченность (σ) при 80 К, точка Кюри (T_c), ширина температурного интервала перехода «ферромагнетик-парамагнетик» (ΔT) манганитов в зависимости от условий термообработки: И – исходный образец; I – отжиг при $P_{O2} = 10^{-1}$ Па; II – $P_{O2} = 10^{-8}$ Па; III – $P_{O2} = 10^{5}$ Па

Условия обработки	$V \times 10^3$, нм^3	$\varepsilon \times 10^4$, рад.	σ, А × м^2/кг	T_c, К	ΔT, К
И	347,807	2,78	81,3	365	13
I	347,524	2,57	82,9	370	10
II	347,317	4,02	82,1	370	16
III	347,263	2,23	81,9	367	11

Манганит, отожженный при $P_{O2} = 10^{-8}$ Па, отличается самой высокой величиной микроискажений, очевидно, вследствие большого различия ионных радиусов анионов O^{2-} и O^{-}. Имеет место корреляция величины микроискажений с шириной температурного интервала перехода «ферромагнетик-парамагнетик». Уширение магнитного перехода обусловлено наличием неоднородностей (кластеров) с различными свойствами, возникновение которых стимулируется введением в состав манганита разновалентных катионов (доноров и акцепторов) и нестехиометрией [3] (в данном случае, Ce^{4+}, Co^{2+}, O^{2-}, O^{-}).

Средний размер кристаллитов исходного образца манганита составляет 6,6 ± 2 мкм, причем в образце встречаются зерна-гиганты диаметром 10–12 мкм. После отжигов при температуре на 300 К более низкой, чем температура спекания, параметры микроструктур изменились незначительно. Практически все кристаллиты имеют слоистую полосчатую квазипериодическую структуру типа модулированных структур с периодом от 350 до 400 нм. Отображение сопротивления растекания тока по поверхности манганитов, полученное с помощью сканирующей туннельной микроскопии, показывает, что имеет место пространственное периодическое изменение локальной проводимости участков. Можно предположить, что наблюдаемые слои отличаются концентрацией разновалентных ионов марганца, взаимодействующих с допирующими ионами и дефектами нестехиометрии.

Намагниченность и точка Кюри образцов отличаются несущественно, что может быть обусловлено конкурирующими эффектами изменения валентного и спинового состояния ионов марганца и кобальта. Действительно, спиновые магнитные моменты ионов Co^{2+} и Mn^{4+} равны 3 μB, ионы Co^{3+} и Mn^{3+} имеют моменты, равные 4 μB. Если при окислении/восстановлении манганита вероятны превращения $(Co^{2+},Mn^{3+}) \leftrightarrow (Co^{3+},Mn^{4+})$, то его магнитные параметры могут практически не изменяться, при условии, что ионы кобальта участвуют в формировании ферромагнитного упорядочения ионной системы манганита.

Вольт-амперные характеристики с участками отрицательного дифференциального сопротивления различного типа были получены у исходного образца и у манганита, отожженного в кислороде.

Исходный образец манганита, содержащий анионные вакансии, в области температур от 120 К до 280 К демонстрирует *N*-образные вольт-амперные характеристики в отсутствие магнитного поля (рис. 1(а)). При воздействии магнитного поля с индукцией 0,92 Тл участки с ОДС на ВАХ отсутствуют (рис. 1(б)). Температура перехода «металл-полупроводник» (T_{ms}) у этого образца выше 290 К.

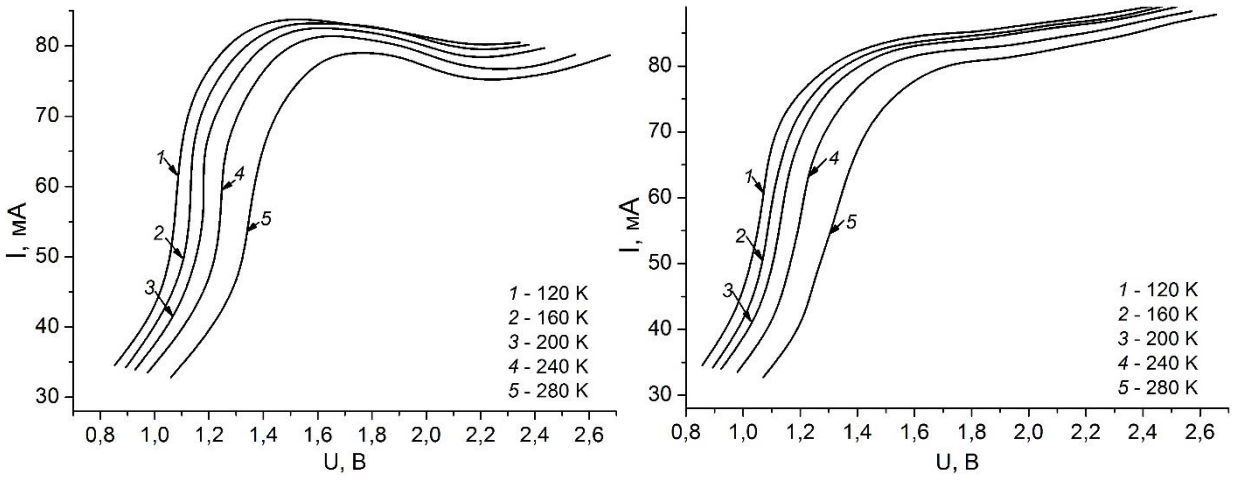
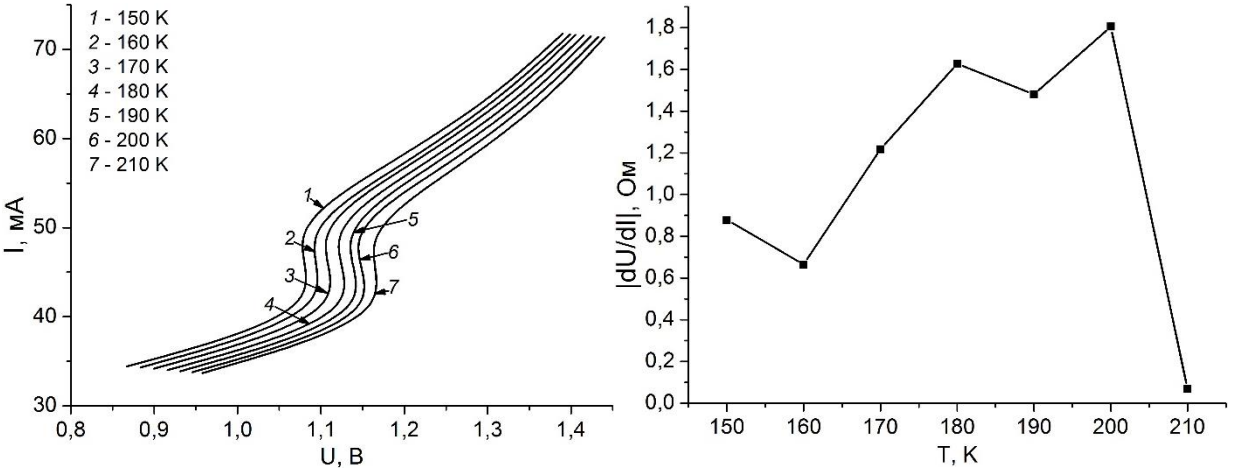


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики исходного образца манганита при различных температурах: а – в отсутствие магнитного поля; б – в магнитном поле 0,92 Тл

N-образный участок ВАХ может возникать в результате туннелирования носителей заряда между сосуществующими неоднородностями с различной плотностью занятых и свободных состояний в областях, имеющих различный тип проводимости [4, 5].

Манганит, отожженный при $P_{O2} = 10^5$ Па, содержащий катионные вакансии, имеет *S*-образные вольт-амперные характеристики при температурах от 150 К до 210 К, причем модуль ОДС сначала возрастает, а затем уменьшается (рис. 2). Формирование отрицательного дифференциального сопротивления *S*-типа в данном манганите, имеющем металлический тип проводимости в исследованном интервале температур (T_{ms} = 275 К), можно связать с примесным фазовым расслоением, при котором в матричной ферромагнитной металлической

фазе присутствуют включения антиферромагнитной диэлектрической фазы. Вблизи таких микронеоднородностей может происходить локальный перегрев манганита протекающим током [6], приводящий к разрушению диэлектрической фазы. В результате сопротивление образца должно уменьшаться.



а) б)

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики при различных температурах (а) и температурная зависимость максимального модуля отрицательного дифференциального сопротивления (б) образца манганита, отожженного при $P_{O2} = 10^5$ Па

Напряжение переключения этого манганита монотонно возрастает в рассматриваемом диапазоне температур.

Магнитное поле уменьшает модуль ОДС на всех приведенных ВАХ, и в поле с индукцией 0,92 Тл участки с ОДС исчезают.

Исследование выполнено за счет гранта РНФ № 23-22-10005.

Список использованных источников:

1. Bebenin N.G., Zainullina R.I., Ustinov V.V. Colossal magnetoresistance manganites // Physics-Uspekhi. – 2018. – Vol. 61. No. 8. – P. 719–738.

2. Krichene A., Boujelben W. Multifunctionality of Phase-separated Manganites // J. Supercond. Nov. Magn. – 2022. – Vol. 35. – P. 2609–2613.

3. Karpasyuk V.K., Badelin A.G., Derzhavin I.M., Merkulov D.I., Pankratov A.A. Nonstoichiometry defects and microinhomogeneities in multicomponent manganites // J. Magn. Magn. Mater. – 2019. – Vol. 476. – P. 371–375.

4. Karpasyuk V.K., Badelin A.G., Smirnov A.M., Sorokin V.V., Evseeva A., Doyutova E., Shchepetkin A.A. N-type current-voltage characteristics of manganites // J. Phys.: Conf. Ser. – 2010. – Vol. 200. – P. 052026.

5. Смирнов А.М., Баделин А.Г., Карпасюк В.К., Щепеткин А.А. Магнитная микроструктура и нелинейные наноточечные ВАХ манганитов $La_{1-x}Sr_xMn_{0.85}Ni_{0.15}O_{3+g}$ (x = 0,2; 0,35) // Естественные науки. Журнал фундаментальных и прикладных исследований. – 2008. – №4. – С. 125–129.

6. Tulina N.A., Uspenskaya L.S., Sirotkin V.V., Mukovskii Y.M., Shulyatev D.A. Intrinsic inhomogeneities and effects of resistive switching in doped manganites // Phys. C. – 2006. – Vol. 444. No. 1–2. – P. 19–22.

УДК 537.9

Определение магнитокалорического эффекта в фазе Лавеса $NdRh_2$

Боков А.В.

м.н.с., Институт физики высоких давлений РАН

Краснорусский В.Н.

н.с., Институт физики высоких давлений РАН

Саламатин Д.А.

к.ф.-м. н., Институт физики высоких давлений РАН

Журакулов И.Т.

аспирант, Институт физики высоких давлений РАН

Семено А.В.

к.ф.-м. н., Институт физики высоких давлений РАН, Институт общей физики РАН

Сидоров В.А.

к.ф.-м. н., Институт физики высоких давлений РАН

Цвященко А.В.

к.ф.-м. н., Институт физики высоких давлений РАН

Аннотация. *Из исходных компонент при высоком давлении и температуре (T) в камере типа «тороид» был синтезирован $NdRh_2$ в структуре кубической C15 Лавес фазы. В данной работе была систематически измерена намагниченность $M(\mu_0 H,T)$ полученного $NdRh_2$ в полях $\mu_0 H \leq 9$ T и $2 \leq T \leq 80$ K. Полученная величина магнитокалорического эффекта при $\Delta\mu_0 H = 5$ T составляет 4.8 Дж/(кг К), максимум находится при T = 10.5 K.*

Ключевые слова: *магнитокалорический эффект, фаза Лавеса, синтез при высоком давлении и высокой температуре*

Measurement of the magnetocaloric effect in the Laves phase $NdRh_2$

Bokov A.V.

Junior Researcher, Institute of High Pressure Physics RAS

Krasnorussky V.N.

Researcher, Institute of High Pressure Physics RAS

Salamatin D.A.

PhD Sc., Institute of High Pressure Physics RAS

Zhurakulov I.T.

Postgraduate student, Institute of High Pressure Physics RAS

Semeno A.V.

PhD Sc., Institute of High Pressure Physics RAS, Institute of General Physics RAS

Sidorov V.A.

PhD Sc., Institute of High Pressure Physics RAS

Tsvyashchenko A.V.

PhD Sc., Institute of High Pressure Physics RAS

Annotation. *From the initial components in a «toroid»-type high-pressure-high-temperature (T) apparatus, $NdRh_2$ was synthesized in the structure of the cubic C15 Laves phase. In this work, the magnetization $M(\mu_0 H,T)$ of the resulting $NdRh_2$ was systematically measured in fields $\mu_0 H \leq 9$ T and $2 \leq T \leq 80$ K. The obtained value of the magnetocaloric effect at $\Delta\mu_0 H = 5$ T is 4.8 J/(kg K), the maximum is at $T = 10.5$ K.*

Key words: *magnetocaloric effect, Laves phase, synthesis at high pressure and high temperature*

Хорошо известно, что соединение $NdRh_2$ является ферромагнетиком с температурой упорядочения $T_C \sim 8.1$ K [1]. В связи с достаточно низкой температурой (*T)* упорядочения данный материал может представлять интерес для создания низкотемпературного охладителя в качестве магнитокалорического материала при $T < 15$ K в области, где традиционные газовые криокуллеры имеют низкую эффективность [2].

Из исходных компонент – порошков Nd и Rh при высоком давлении и температуре в камере типа «тороид» в ИФВД РАН был синтезирован $NdRh_2$ в структуре кубической C15 Лавес фазы. Однофазность полученного образца была установлена с помощью рентгенофазового анализа. На установке PPMS Quantum Design в ИФВД РАН была систематически измерена намагниченность $M(\mu_0 H,T)$ полученного образца $NdRh_2$ в полях $\mu_0 H \leq 9$ *T* и при $2 \leq T \leq 80$ K.

На рис. 1 представлены полученные полевые зависимости $M(\mu_0 H)$ для ряда температур *T* в пересчете на формульную единицу (f.u.). При T = 2 K был определен спонтанный магнитный момент $M_S = 1.7\ \mu_B$ f.u.$^{-1}$, что существенно ниже теоретического значения момента свободного иона Nd^{3+} (g = 8/11, J = 9/2) $\mu(Nd^{3+}) = gJ = 3.27\ \mu_B$. По-видимому, это свидетельствует о частичном гашении / компенсации орбитального магнитном момента.

В данной работе была применена стандартная методика, изложенная в [3]: с помощью соотношения Максвелла из полученных зависимостей $M(\mu_0 H)$ было определены температурные зависимости изменения энтропии $\Delta S_m(T)$ для разных изменений магнитного поля $\Delta\mu_0 H$. На рис. 2 представлен полученный результат $-\Delta S_m(T)$ при изменении $\mu_0 H$ от 0 до 1, 3, 5, 7 и 9 Т. На вставке рисунка 2 показано поведение максимума кривой $-\Delta S_m(T)$ в зависимости от величины изменения поля $\Delta\mu_0 H$. Таким образом, магнитокалорический эффект при $\Delta\mu_0 H = 5$ Т достигает максимальной величины при $T = 10.5$ K и составляет 4.8 Дж/(кг К). Величина эффекта сравнима с таковой, например, для $NdRu_2$, которая составляет 5.9 Дж/(кг К) при $T = 26$ K [4]. Комбинируя данные материалы можно создавать материалы на основе твердых растворов Лавес фазы $Nd(Ru_{1-x}Rh_x)_2$ с требуемыми параметрами магнитокалорического эффекта с максимальной эффективностью в области $10 \leq T \leq 26$ K.

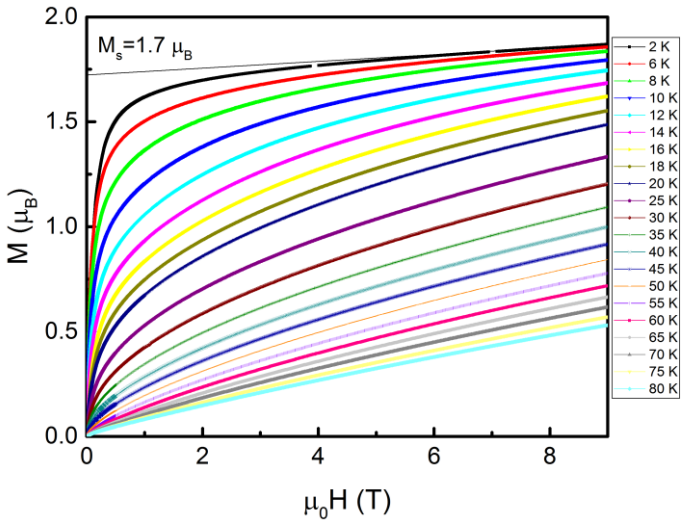


Рис. 1 Полевые зависимости намагниченности $M(\mu_0 H)$ $NdRh_2$ для ряда температур в диапазоне $2 \leq T \leq 80$ K.

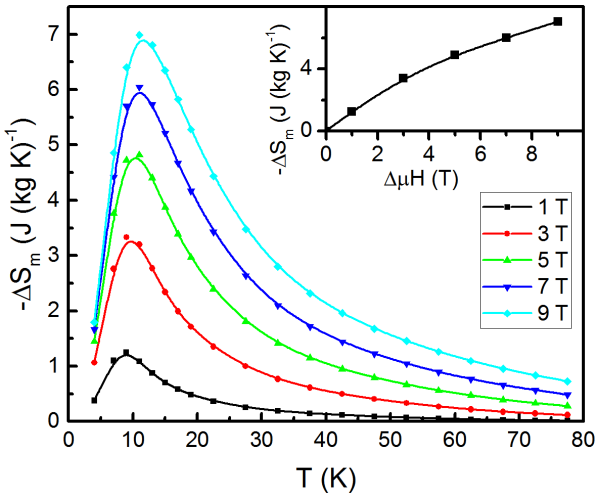


Рис. 2 Магнитокалорический эффект $NdRh_2$ для разных изменений поля $\Delta\mu_0 H$ = 1, 3, 5, 7 и 9 Т. На вставке рисунка – зависимость максимума эффекта от поля.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 22-12-00008.

Список использованной литературы:

1. Compton V.B. and Matthias B.T. // Acta.Cryst. – 1959. – V 12. – P. 651.
2. Li R., Ogawa M. and Hashimoto T. // Cryogenics – 1990. – V 30. – P. 521.
3. Pecharsky V.K. and Gschneidner K.A. // J.Appl.Phys. – 1999. – V 86. – P. 565.
4. Sharma V., Manekar M., et al // Intermetallics – 2016. – V 69. – P. 110.

УДК 538.91+538.955+537.311.3

Вольт-амперные характеристики La-Sr манганитов в зависимости от электронной конфигурации замещающих марганец ионов и концентрации кислорода

Карпасюк В.К.

д.ф-м.н., профессор, главный научный сотрудник, Астраханский государственный университет им. В.Н. Татищева

Баделин А.Г.

к.ф-м.н., ведущий научный сотрудник, Астраханский государственный университет им. В.Н. Татищева

Эстемирова С.Х.

к.х.н., старший научный сотрудник, Институт металлургии УрО РАН, Астраханский государственный университет им. В.Н. Татищева

Аннотация. *Исследованы структурные, магнитные и электрические характеристики La-Sr манганитов с замещением марганца комбинациями иона железа с ионами скандия ($Sc^{3+}(3p^6)$) или кобальта ($Co^{2+}(3d^7)$) при различном содержании кислорода. Получены манганиты, проявляющие S-образные вольт-амперные характеристики (ВАХ) в определенных условиях. Определены параметры ВАХ в магнитном поле и без него при разных температурах. Найдено, что (Fe,Sc)-замещенный манганит с избыточным содержанием кислорода при 190–200 К проявляет эффект стабилизации напряжения. Рассмотрены механизмы формирования ВАХ различного типа.*

Ключевые слова: *замещенные манганиты, электронные оболочки, нестехиометрия, микроструктура, неоднородности, магнитные параметры, типы вольт-амперных характеристик*

Current-voltage characteristics of La-Sr manganites depending on electronic configuration of manganese-substituting ions and oxygen concentration

Karpasyuk V.K.

Dr.Sc., professor, chief researcher, Astrakhan Tatishchev State University

Badelin A.G.

Ph.D., leading researcher, Astrakhan Tatishchev State University

Estemirova S.Kh.

Ph.D., senior researcher, Institute for Metallurgy UB RAS, Astrakhan Tatishchev State University

Annotation. *Structural, magnetic and electrical characteristics of La-Sr manganites with manganese substitution by combinations of iron ion with scandium ($Sc^{3+}(3p^6)$) or cobalt ($Co^{2+}(3d^7)$) ions at different oxygen contents have been studied. Manganites exhibiting S-shaped current-voltage (I-V) characteristics under certain conditions have been obtained. Parameters of I-V characteristics in*

magnetic field and without it at different temperatures are determined. It was found that (Fe,Sc)-substituted manganite with an excess oxygen content at 190–200 K exhibits voltage stabilization effect. Mechanisms of the formation of various types of I-V characteristics are considered.

Keywords: *substituted manganites, electron shells, nonstoichiometry, microstructure, inhomogeneities, magnetic parameters, types of current-voltage characteristics*

Явление электрического переключения, обусловливающее формирование вольт-амперных характеристик (ВАХ) с участками отрицательного дифференциального сопротивления *S*- или *N*-типа, наблюдается в различных материалах, в том числе в легированных манганитах с перовскитоподобной структурой [1–3].

Настоящая работа посвящена исследованию влияния конфигурации электронных оболочек катионов, замещающих марганец, содержания кислорода и характеристик микроструктуры на тип и параметры ВАХ манганитов системы $La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{0.9}Fe_{0.05}Me_{0.05}O_{3+\gamma}$ (Me = Sc, Co; $\gamma < 0$, $\gamma = 0$, $\gamma > 0$). Сопоставлены также их магнитные параметры. В данных системах марганец замещается комбинациями иона железа $Fe^{3+}(3d^5)$ с ионами $Sc^{3+}(3p^6)$ или $Co^{2+}(3d^7)$, имеющими различную конфигурацию, но одинаковые значения ионных радиусов (0,745 Å). Радиусы ионов Fe^{3+} и Mn^{3+} (0,645 Å) также совпадают. Это позволяет изучить влияние электронной конфигурации указанных *p*- и *d*-ионов в чистом виде.

Манганиты синтезированы по обычной керамической технологии с завершающей операцией спекания, выполненной при температуре 1523 К на воздухе, с последующим охлаждением образцов вместе с печью. Для получения манганитов с $\gamma < 0$, $\gamma = 0$ или $\gamma > 0$ спеченные (исходные) образцы отожжены при 1223 К и различном парциальном давлении кислорода (P_{O2}) в газовой фазе: $P_{O2} = 10^{-8}$ Па, 10^{-1} Па, 10^{5} Па, соответственно.

Все синтезированные и отожженные образцы манганитов являются однофазными с ромбоэдрической структурой (пространственная группа $R\bar{3}c$). Их структурные характеристики, данные о содержании кислорода, магнитных параметрах и переходе «металл-полупроводник» в зависимости от P_{O2} при отжиге приведены в табл. 1.

Таблица 1. Объем элементарной ячейки (V), средняя величина микроискажений по Стоксу-Уилсону (ε), индекс кислородной нестехиометрии (γ), удельная намагниченность (σ) при 80 К, точка Кюри (T_c), температура перехода «металл-полупроводник» (T_{ms}) манганитов

Состав	P_{O2}, Па	$V \times 10^3$, нм^3	$\varepsilon \times 10^4$, рад.	γ	σ, А × м^2/кг	T_c, К	T_{ms}, К
$La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{0.9}Fe_{0.05}Sc_{0.05}O_{3+\gamma}$	10^{-1}	352,148	3,18	0	69,9	228	127
	10^{-8}	352,341	3,57	–0,013	68,4	228	132
	10^{5}	352,130	2,25	0,0005	71,0	225	137
$La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{0.9}Fe_{0.05}Co_{0.05}O_{3+\gamma}$	10^{-1}	349,931	3,02	0	80,1	273	246
	10^{-8}	350,196	3,38	–0,018	78,6	272	243
	10^{5}	349,809	1,87	0,0007	78,4	273	252

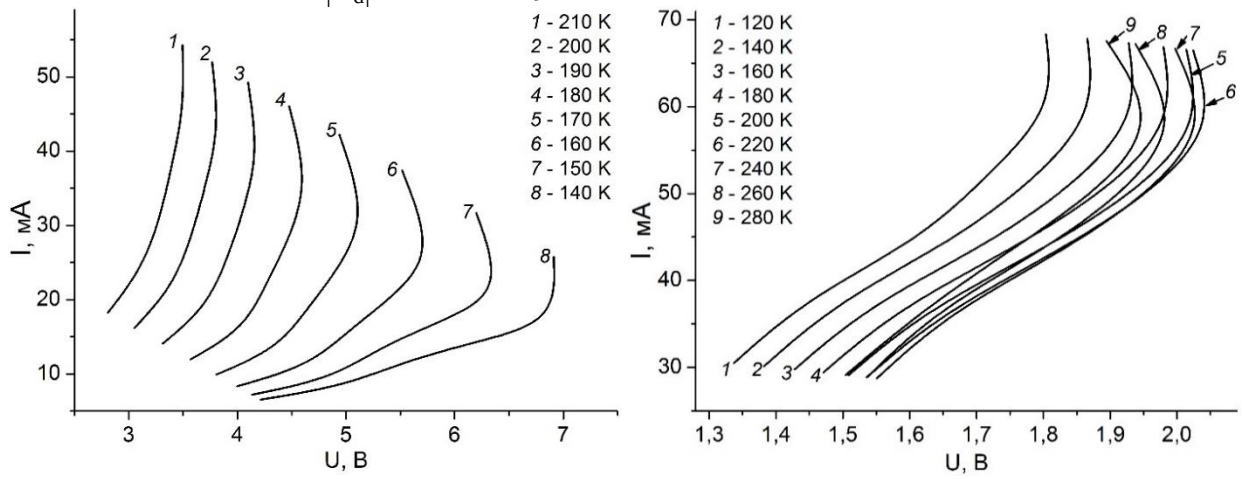
(Fe,Sc)-содержащие манганиты имеют более низкие значения магнитных параметров и существенно более низкую температуру перехода «металл-полупроводник» по сравнению с содержащими железо и кобальт.

Микроискажения вызваны различием радиусов ионов в эквивалентных позициях, существованием дефектов и неоднородностей. Наиболее высокими значениями ε обладают образцы, отожженные при $P_{O2} = 10^{-8}$ Па, содержащие анионные вакансии. В целом, величина микроискажений не велика, что может быть объяснено снятием упругих напряжений за счет образования модулированных структур в кристаллитах, которые наблюдались методами электронной и сканирующей туннельной микроскопии. Период модулированных структур составляет порядка 130–200 нм у (Fe,Sc)-содержащего образца и около 250–300 нм у

манганита, содержащего железо и кобальт. После отжига в кислороде период структур уменьшается, и они менее выражены, а у отожженных в глубоком вакууме образцах период, как правило, увеличивается. Это различие, очевидно, обусловлено стоком анионных вакансий к межзеренным границам и ускоренной диффузией ионов вдоль границ.

У железо-скандиевого манганита средний размер кристаллитов $d_{ср} = 3{,}9 \pm 1{,}6$ мкм, у (Fe,Co)-замещенного манганита $d_{ср} = 3{,}1 \pm 1{,}3$ мкм. После отжига параметры микроструктур изменились несущественно по сравнению с исходными образцами.

На рисунке 1 сопоставлены ВАХ манганитов $La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{0.9}Fe_{0.05}Sc_{0.05}O_{3+\gamma}$ и $La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{0.9}Fe_{0.05}Co_{0.05}O_{3+\gamma}$, отожженных при парциальном давлении кислорода 10^{-8} Па, при различных температурах. У (Fe,Sc)-содержащего образца ниже 140 К отрицательное дифференциальное сопротивление (ОДС) не наблюдается, затем появляются участки с $dU/dI = R_d < 0$, $|R_d|$ сначала повышается, достигает 27 Ом, затем постепенно снижается, а при температуре выше 220 К ОДС снова не проявляется. Магнитное поле «сглаживает» нелинейность ВАХ, уменьшая модуль ОДС. У манганита, содержащего кобальт, $|R_d|$ увеличивается с повышением температуры и при приложении магнитного поля. Максимальная величина $|R_d|$ составляет 9 Ом.



а) б)

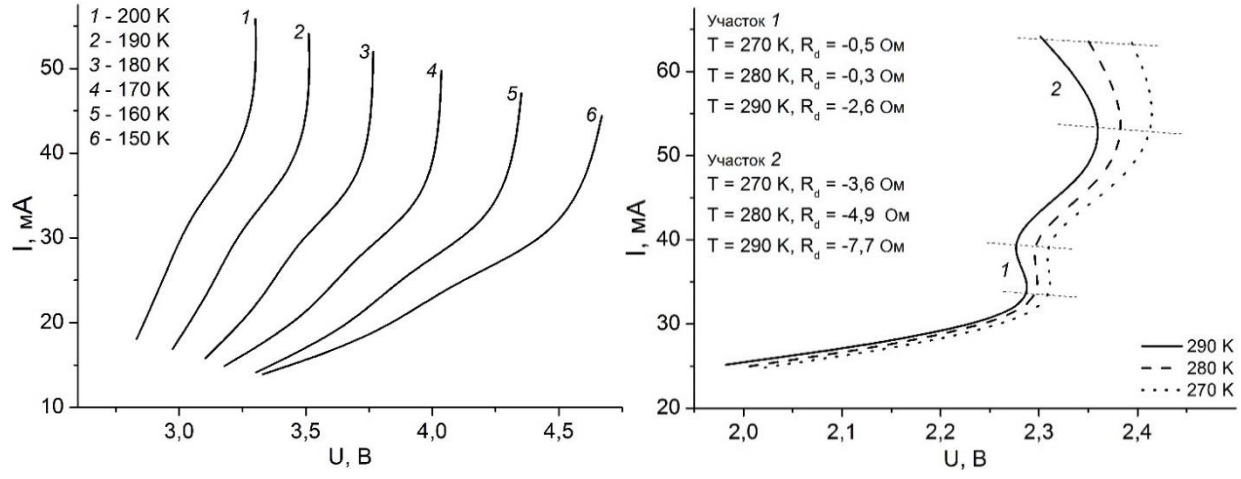
Рис. 1. Вольт-амперные характеристики манганитов $La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{0.9}Fe_{0.05}Sc_{0.05}O_{3+\gamma}$ (а) и $La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{0.9}Fe_{0.05}Co_{0.05}O_{3+\gamma}$ (б), отожженных при $P_{O2} = 10^{-8}$ Па

Квадрат порогового напряжения переключения (U_{sw}) (Fe,Sc)-замещенного манганита практически линейно убывает с температурой, что свидетельствует о тепловом механизме переключения в модели «критической температуры» [4]. Не исключен также эффект образования металлических ферромагнитных каналов.

У манганита, содержащего Fe и Co, величина U_{sw} изменяется немонотонно с повышением температуры, проходя через максимум вблизи температуры перехода «металл-полупроводник». Очевидно, в (Fe,Co)-содержащих манганитах при этой температуре происходит смена механизма формирования *S*-образных ВАХ, связанного с примесным фазовым расслоением [5], на тепловой механизм.

Отмеченные особенности температурных зависимостей порогового напряжения переключения относятся также к образцам, отожженным при $P_{O2} = 10^{-1}$ Па.

Вольт-амперные характеристики (Fe,Sc)-содержащего образца, отожженного в кислороде, в области температур 190–200 К проявляют эффект стабилизации напряжения (рис. 2(а)). Такой эффект наблюдался нами также в манганитах, содержащих ион $Mg^{2+}(2p^6)$ [6]. Существование участка стабилизации напряжения на ВАХ в работе [7] связывается со скачками ионов кислорода в области контактов металл-полупроводник. Возникновению данного эффекта могут благоприятствовать малый размер кристаллитов и гибридизация *p*-уровней замещающего иона с *d*-уровнями марганца.



а) б)

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики образцов манганитов: $La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{0.9}Fe_{0.05}Sc_{0.05}O_{3+\gamma}$, отожженного при $P_{O2} = 10^5$ Па (а); $La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{0.9}Fe_{0.05}Co_{0.05}O_{3+\gamma}$, отожженного при $P_{O2} = 10^{-1}$ Па, в магнитном поле (б)

На рисунке 2(б) представлены вольт-амперные характеристики манганита состава $La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{0.9}Fe_{0.05}Co_{0.05}O_{3+\gamma}$, отожженного при $P_{O2} = 10^{-1}$ Па, измеренные в магнитном поле с индукцией 0,92 Тл, содержащие два участка с ОДС. Приведены максимальные (по модулю) значения R_d.

ВАХ, измеренные без воздействия магнитного поля, содержат по одному участку с ОДС, но имеют более высокие значения $|R_d|$ (до 7–14 Ом).

Исследование выполнено за счет гранта РНФ № 23-22-10005.

Список использованных источников:

1. Belogolovskii M.A. Interface resistive switching effects in bulk manganites // Cent. Eur. J. Phys. – 2009. – Vol. 7. – P. 304–309.
2. Karpasyuk V.K., Badelin A.G., Smirnov A.M., Sorokin V.V., Evseeva A., Doyutova E., Shchepetkin A.A. N-type current-voltage characteristics of manganites // J. Phys.: Conf. Ser. – 2010. – Vol. 200. – P. 052026.
3. Rupp J., Valov I., Ielmini D. Resistive Switching: Oxide Materials, Mechanisms, Devices and Operations. – Springer Nature Switzerland AG, 2022, – 386 p.
4. Пергамент А.Л., Стефанович Г.Б., Чудновский Ф.А. Фазовый переход металл-полупроводник и эффект переключения в оксидах переходных металлов // ФТТ. – 1994. – №10. – С. 2988–3001.
5. Tulina N.A., Uspenskaya L.S., Sirotkin V.V., Mukovskii Y.M., Shulyatev D.A. Intrinsic inhomogeneities and effects of resistive switching in doped manganites // Phys. C. – 2006. – Vol. 444. No. 1–2. – P. 19–22.
6. Karpasyuk V.K., Badelin A.G., Derzhavin I.M., Estemirova S.Kh., Merkulov D.I. Regularities and mechanisms of composition influence on magnetic and nonlinear electrical characteristics of La-Sr manganites with combined substitution for manganese // Samarkand International Symposium on Magnetism (SISM), 2–6 July, 2023, Samarkand: Book of Abstracts. – P. 205.
7. Nian Y.B., Strozier J., Wu N.J., Chen X., Ignatiev A. Evidence for an oxygen diffusion model for the electric pulse induced resistance change effect in transition-metal oxides // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 98. – Article ID 146403.

УДК 537.611.45:537.622.5:543.429.3

Сверхтонкие взаимодействия и пространственная спин-модулированная структура мультиферроиков $Bi_{1-x}Nd_xFeO_3$ (x = 0.00 – 0.09)

Покатилов В.С.

д.ф.м.н., в.н.с., Институт перспективных технологий и индустриального программирования РТУ МИРЭА

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Русаков В.С.

д.ф.м.н., профессор, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Белик А.А.

International Center for Materials Nanoarchitectonics (WPI-MANA), National Institute for Materials Science (NIMS), Namiki 1-1, Tsukuba, Ibaraki 305-0044, Japan

Гапочка А.М.

к.ф.м.н., н.с, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Кубрин С.П.

д.ф.-м.н., в.н.с., НИИ физики Южного Федерального Университета

Сигов А.С.

д.ф.м.н., зав. кафедрой Институт перспективных технологий и индустриального программирования РТУ МИРЭА

Аннотация. *Методами рентгеновской дифрактометрии и мессбауэровской спектроскопии проведены детальные исследования влияния замещения трехвалентных катионов Bi^{3+} трехвалентными редкоземельными катионами Nd^{3+} в мультиферроиках $Bi_{1-x}Nd_xFeO_3$ (x = 0.00 – 0.09) на кристаллическую структуру, параметры сверхтонких взаимодействий ядер ^{57}Fe и пространственную спин-модулированную структуру в рамках модели ангармонической спиновой модуляции в области существования ромбоэдрической кристаллической фазы R3c.*

Ключевые слова*: мультиферроики, пространственная спин-модулированная структура, параметр ангармонизма, мессбауэровская спектроскопия*

Hyperfine interactions and spatial spin-modulated structure of multiferroics $Bi_{1-x}Nd_xFeO_3$ (x = 0.00 – 0.09)

Pokatilov V.S.

Dr.Sc, Leading Researcher, Institute of Advanced Technologies and Industrial Programming of RTU MIREA

Vereshchagin Institute of Hig Pressure Physics of the Russian Academy of Sciences

Rusakov V.S.

Dr.Sc, Professor, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Belik A.A.

International Center for Materials Nanoarchitectonics (WPI-MANA), National Institute for Materials Science (NIMS), Namiki 1-1, Tsukuba, Ibaraki 305-0044, Japan.

Gapochka A.M.

Ph.D., Associate Professor, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Kubrin S.P.

Dr.Sc, Leading Researcher, Research Institute of Physics Southern Federal University

Sigov A.S.

Dr.Sc, Head of the Department Institute of Advanced Technologies and Industrial Programming of RTU MIREA

Annotation. *X-ray and Mössbauer spectroscopy methods were used to conduct detailed studies of the effect of replacement of Bi^{3+} trivalent cations with Nd^{3+} trivalent rare earth cations in $Bi_{1-x}Nd_xFeO_3$ (x = 0.00 – 0.09) multiferroics on the crystal structure, parameters of hyperfine interactions of ^{57}Fe nuclei and the spatial spin-modulated structure within the framework of the anharmonic spin modulation model in the region of the existence of the rhombohedral crystalline phase R3c.*

Keywords*: multiferroics, spatial spin-modulated structure, anharmonicity parameter, Mössbauer spectroscopy*

Цель настоящей работы – изучение влияния замещения трехвалентных катионов висмута Bi^{3+} трехвалентными редкоземельными катионом неодима Nd^{3+} на кристаллическую структуру, параметры сверхтонких взаимодействий ядер ^{57}Fe и ангармоничную пространственную спин-модулированную структуру (ПСМС) циклоидного типа, а также на локальные магнитные состояния катионов Fe^{3+} в мультиферроиках $Bi_{1-x}Nd_xFeO3$ (x = 0 – 0.09) с ромбоэдрической структурой *R3c* методами рентгеновской дифрактометрии и мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe.

Образцы мультиферроиков $Bi_{1-x}Nd_xFeO_3$ с x = 0, 0.025, 0.05. 0.075, 0.09 приготовлены из стехиометрических смесей Bi_2O_3 (чистотой 99.999 %), Fe_2O_3 (99.999 %), $^{57}Fe_2O_3$ (с 95.5 % обогащением ^{57}Fe) в количестве 10 мол.% и Nd_2O_3 (чистотой 99.99 %). Синтез образцов проводился под высоким давлением 6ГПа. Рентгенографические измерения выполнены при комнатной температуре на дифрактометре RIGAKU Ultima III в интервале углов дифракции 0 – 80° с шагом 0.02° и временем регистрации 2 – 10 с/шаг. Мессбауэровские спектры (МС) на ядрах ^{57}Fe измерялись при 295 K с помощью спектрометра MS1104Em. Обработка и анализ спектров проводились методами восстановления распределения сверхтонких параметров и расшифровки в рамках модели ангармонической спиновой модуляции (АСМ) циклоидного типа, реализованных в программе SpectrRelax [1].

На рис. 1 приведены концентрационные зависимости параметров решетки исследованных ферритов.

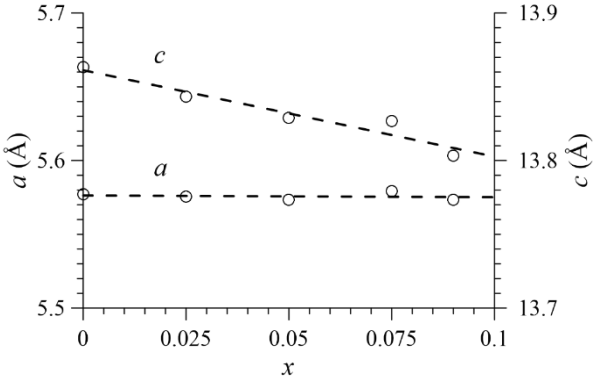


Рис. 1. Концентрационные зависимости параметров решетки исследуемых ферритов.

Как следует из рисунка, при допировании катионами Nd^{3+} феррита висмута параметр *a* слабо изменяется, а параметр *c* уменьшатся. Уменьшение параметра решетки *c* в мультиферроиках $Bi_{1-x}Nd_xFeO_3$ обусловлено

меньшим эффективным ионным радиусом $R(Nd^{3+})$ = 1.27 Å по сравнению с эффективным ионным радиусом $R(Bi^{3+})$ = 1.5143 Å [2] при ближайшем 12 кратном кислородном окружении. Уменьшение параметра *c* решетки при замещении Bi^{3+} на Nd^{3+} приводит к ее сжатию и искажению

Для расшифровки МС в рамках модели АСМ циклоидного типа (детальное описание модели изложено в [3]) использовалась взаимосвязь угла $\vartheta(x)$ между вектором антиферромагнетизма и осью симметрии в структуре феррита висмута $BiFeO_3$ и координаты *x* атомов Fe вдоль направления спиновой модуляции. В зависимости от знака коэффициента эффективной магнитной анизотропии $K_{эф}$ эта взаимосвязь представляется уравнениями:

$$\cos\vartheta(x) = \mathrm{sn}\left(\frac{4K(m)}{\lambda}x, m\right) \quad \text{при} \quad K_{эф} > 0 \tag{1}$$

$$\sin\vartheta(x) = \mathrm{sn}\left(\frac{4K(m)}{\lambda}x, m\right) \quad \text{при} \quad K_{эф} > 0 \tag{2}$$

где λ – длина волны (период) спиновой модуляции, $0 \le m \le 1$ – параметр (ангармонизма) эллиптической функции Якоби $\mathrm{sn}(x,m)$, $K(m)$ – полный эллиптический интеграл первого рода.

На рис. 2 в качестве примера представлены результаты расшифровки мессбауэровских спектров ядер ^{57}Fe в мультиферроиках $BiFeO_3$ и $Bi_{0.0925}Nd_{0.075}FeO_3$ в рамках модели АСМ. В левой части рисунка представлены экспериментальные спектры (точки), их модельные огибающие (сплошные линии) и разностные спектры (ломанные линии), в правой части – распределения $p(H_n)$ сверхтонких магнитных полей H_n, полученные в рамках модели (сплошные линии с закрашенными областями) и методом восстановления распределения сверхтонких параметров спектра (точки со стандартными отклонениями статистических ошибок). В центре – форма ангармонической спиновой волны в виде зависимости $\sin(\vartheta)$ от координаты *x* атомов Fe вдоль направления спиновой волны ($q = 2\pi/\lambda$ – волновое число).

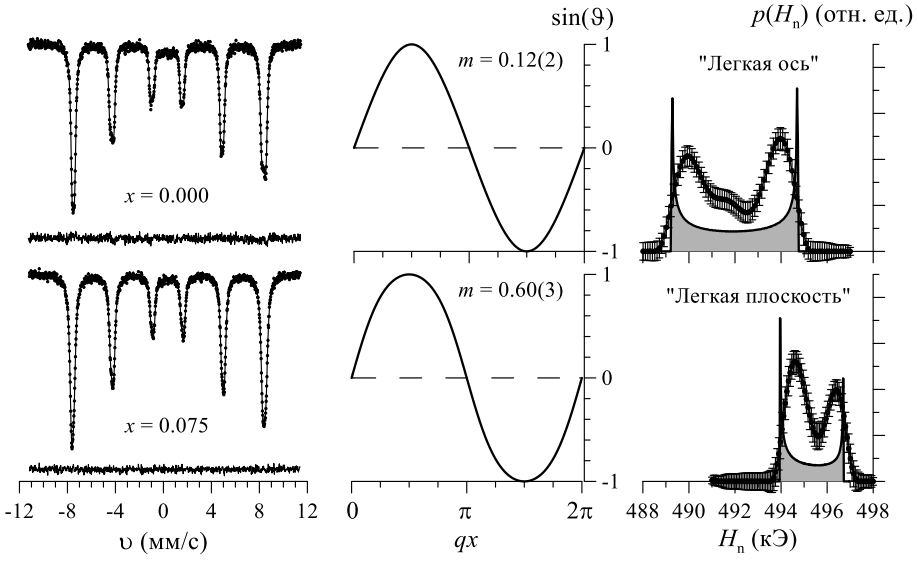


Рис. 2. Месссбауэровские спектры ядер ^{57}Fe в мультиферроиках $BiFeO_3$ и $Bi_{0.0925}Nd_{0.075}FeO_3$ и результаты их обработки в рамках модели АСМ циклоидального типа.

В результате расшифровки МС ферритов установлено, что что при *T* = 295 К в феррите висмута $BiFeO_3$ (x = 0) наилучшее соответствие модельного спектра экспериментальному достигалось при использовании формулы (1), которая определяется существованием

эффективной магнитной анизотропии с $K_u > 0$ (типа “легкая ось”). В мультиферроиках $Bi_{1-x}NdFe_xFeO_3$ с x = 0.025, 0.05. 0.075, 0.09 мессбауэровские спектры наилучшим образом описывались по формуле (2), где константа $K_{эф} < 0$ и реализуется магнитная анизотропия типа “легкая плоскость”. При обработке МС в модели ASM циклоидного типа были определены также изомерные сдвиги спектров δ, решеточный ε_{lat} и магнитный вклады ε_m в квадрупольное смещение ε резонансных линий спектров, изотропное H_{is} и анизотропное H_{an} сверхтонкие магнитные поля. В правой части рис. 2 видно, что для $BiFeO_3$ у распределения $p(H_n)$ левый локальный максимум несколько меньше правого (тип анизотропии “легкая ось”), а функция $\sin(\vartheta(x))$ почти гармоническая с параметром анизотропии m = 0.12(2). Для $Bi_{0.0925}Nd_{0.075}FeO_3$ интенсивность правого максимума распределения $p(H_n)$ значительно меньше левого (тип анизотропии “легкая плоскость”), а функция $\sin(\vartheta(x))$ становится заметно более ангармонической с m = 0.60(3).

На рис. 3 представлена зависимость параметра ангармонизма m от концентрации Nd в мультиферроиках $Bi_{1-x}Nd_xFeO_3$.

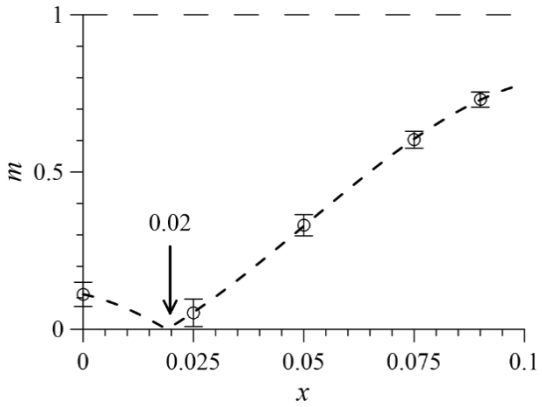


Рис. 3. Концентрационные зависимости параметра ангармонизма m в мультиферроиках $Bi_{1-x}Nd_xFeO_3$ при 295 К.

На рисунке видно, что замещение катионов Bi^{3+} катионами Nd^{3+} при x = 0.02 параметр ангармонизма m = 0 и константа магнитной анизотропии $K_{эф}$ меняет знак с положительного на отрицательный. При этом составе ПСМС становится гармонической. Можно предположить, что такая смена знака $K_{эф}$ при комнатной температуре обусловлена различными концентрационными зависимостями двух конкурирующих вкладов в эффективную константу магнитной анизотропии, один из которых свойственен антиферромагнитной системе без учета скоса магнитных подрешеток (преобладает при $x < 0.2$), а другой вклад от слабого ферромагнетизма, обусловленного взаимодействием Дзялошинского-Мории, определяющего скос магнитных подрешеток, (преобладает при x>0.02).

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание для университетов № ФГФЗ-2023-0005), а также программы развития экспериментальной приборной базы Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Список использованных источников:

1. Matsnev M.E. and Rusakov V.S. SpectrRelax: an application for Mössbauer spectra modelling and fitting // AIP Conference Proceedings. – 2012. – V. 1489. – P. 178–185.
2. Shannon R.D. Revised effective ionic radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides // Acta Cryst. A. – 1976. – V.32. – P. 751-767.
3. Sosnowska I., Zvezdin A.K. Origin of the long period magnetic ordering in $BiFeO_3$ // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – V. 140–144. – P. 167–168.

УДК 537.621.4

Парамагнитные свойства хромита $FeCr_2O_4$ и титаномагнетита $TiFe_2O_4$ при высоких температурах

Кувандиков О.К.

д.ф.-м. н., профессор кафедры общая физики, Институт инженерной физики СамГУ

Шодиев З.М.

к.ф.-м. н., доцент кафедры общая физики, Институт инженерной физики СамГУ

Хасанов Х.Б.

ассистент кафедры общая физики, Институт инженерной физики СамГУ

Хайруллаев Б.А.

ассистент кафедры общая физики, Институт инженерной физики СамГУ

Ахтамов Ж.Ш.

докторант кафедры общая физики Институт инженерной физики СамГУ

Аннотация. *Исследована температурная зависимость магнитной восприимчивости хромита $FeCr_2O_4$ и титаномагнетита $TiFe_2O_4$ в интервале температур 300-1300 К. По экспериментальным зависимостям вычислены магнитные параметры образцов: температура Кюри, постоянная Кюри-Вейсса, эффективный магнитный момент, приходящийся на один магнитный ион соединения, и магнитный момент, приходящийся на формульную единицу образца. Полученные результаты проанализированы в свете существующих теоретических моделей.*

Ключевые слова: *магнитная восприимчивость, хромит, титаномагнетит, магнитный момент, парамагнитная температура Кюри, постоянная Кюри-Вейсса.*

Paramagnetic properties of chromite $FeCr_2O_4$ and titanomagnetite $TiFe_2O_4$ at high temperatures

Kuvandikov O.K.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of General Physics, Institute of Engineering Physics, Samarkand State University

Shodiev Z.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of General Physics, Institute of Engineering Physics, Samarkand State University

Khasanov H.B.

Assistant, Department of General Physics, Institute of Engineering Physics, Samarkand State University

Khairullaev B.A.

Assistant, Department of General Physics, Institute of Engineering Physics, Samarkand State University

Akhtamov J.Sh.

PhD student, Department of General Physics, Institute of Engineering Physics, Samarkand State University

Annotation. *The temperature dependence of the magnetic susceptibility of chromite $FeCr_2O_4$ and titanomagnetite $TiFe_2O_4$ in the temperature range 300-1300 K was studied. The magnetic parameters of the samples were calculated from the experimental dependences: Curie temperature, Curie-Weiss–C constant, effective magnetic moment per one magnetic ion of the compound, and the magnetic moment per formula unit of the sample. The results obtained are analyzed in the light of existing theoretical models.*

Keywords: *magnetic susceptibility, chromite, titanomagnetite, magnetic moment, paramagnetic Curie temperature, Curie-Weiss constant.*

I. Введение

Физика магнетизма способна предсказать магнитные свойства материалов по их структуре; это относится и к горным породам. Однако такой подход не оптимален: он требует глубокого изучения структурных характеристик вещества, что затруднено в геофизических исследованиях. С другой стороны, измерения магнитных свойств горных пород не представляют особых затруднений даже при большом числе образцов [1]. Природа магнетизма горных пород и характеристику факторов, определяющих закономерности распределения магнитных свойств различных горных пород, необходимо дополнить эмпирическими данными для наиболее распространенных минералов горных пород и руд, которые вызывают магнитные аномалии [2].

Магнитные состояния горных пород и руд представляют отдельный интерес для физики магнитных явлений, так как, в связи со сложной кристаллической структурой, магнитные структуры этих минералов необходимы для понимания их ключевых особенностей [3]. Имеется мало экспериментальных данных о магнитных свойствах и электронной структуре минералов горных пород при высоких температурах.

Магнитные свойства этих минералов к сегодняшнему дню изучены в основном в их магнитоупорядоченном состоянии а их парамагнитное состояние почти не изучено [4].

Цель данной работы – экспериментальное изучение зависимости железосодержащих минералов хромита и титаномагнетита входящих в состав горных пород Узбекистана. Зависимости измеряли методом Фарадея с помощью высокотемпературных вертикально – маятниковых весов в тиглях из Al_2O_3 и в избыточной атмосфере очищенного гелия в интервале температур 300-1300 K. Максимальная относительная ошибка измерения не превышала 3% [5].

II. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Зависимости для хромита измеряли в интервале температур 300 – 1200 K а титаномагнетита 900-1300 K (рис. 1).

Из рис.1. видно, что зависимости образцов хромита и титаномагнетита в исследуемом интервале температур имеют нелинейный сложный характер: наклон зависимости для хромита приблизительно при температуре 823 K резко увеличивается, а при 933 K уменьшается, для титаномагнетита при 1043 K резко увеличивается, а при 1173 K уменьшается. Зависимость для хромита в интервалах температур 300-823K и 933-1173 K, а для титаномагнетита 923-1043 K и 1183-1273 K имеют линейный характер.

Результаты измерений в виде зависимости $\chi^{-1}(T)$ приведены на рис. 1.

Линейный характер зависимости $\chi^{-1}(T)$ в высшее указанных интервале температур свидетельствует о том, что эти зависимости подчиняются закону Кюри-Вейсса.

$$\chi = \frac{C}{T-\theta_P} \qquad (1)$$

где C-постоянная Кюри-Вейсса, θ_P-парамагнитная температура Кюри.

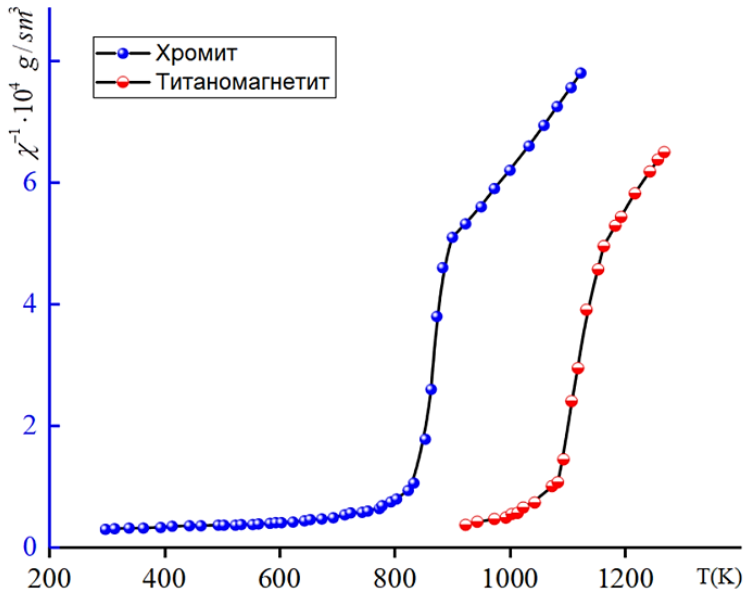


Рис. 1. Зависимости изученных образцов хромита – $FeCr_2O_4$ и титаномагнетита – $TiFe_2O_4$.

Изменения на экспериментальных зависимостях $\chi^{-1}(T)$ исследуемых образцов можно объяснить вышеописанными результатами для чистого железа. Сложный характер зависимости $\chi^{-1}(T)$ чистого железа своеобразно отражается и на зависимостях $\chi^{-1}(T)$ изученных соединений на основе железа в зависимости от температуры и состава немагнитных элементов (О).

Следовательно, изменения на зависимостях $\chi^{-1}(T)$ изученных образцов происходят из-за магнитных и структурных (полиморфных) фазовых переходов, происходящих в них при определенных температурах [6]. В хромите при 823 К а титаномагнетита при 1043 К происходит структурный переход в его кубической решетке ГЦК→ОЦК. Эти фазовые переходы отражаются на зависимости $\chi^{-1}(T)$ хромита-$FeCr_2O_4$ и титаномагнетита-$TiFe_2O_4$ (рис. 1.) в виде скачков при температурах этих переходов. Изменения зависимости $\chi^{-1}(T)$ в изученных образцов, можно объяснить только структурными (полиморфными) переходами, происходящие при высшее указанные температуры в подрешетки железы этих образцов .

Из экспериментальных зависимостей $\chi^{-1}(T)$ рассчитывали их основные парамагнитные характеристики: постоянные Кюри-Вейсса-C, парамагнитные температуры Кюри-θ_p и магнитные моменты, приходящиеся на химическую формулу минерала-$\mu_{фор}$. Результаты расчетов приведены в таблице. Анализ таблицы показывает, что магнитные характеристики (θ_p и $\mu_{фор}$) изученных соединений меньше по сравнению с магнитными характеристиками чистого железа.

Таблица 1.

Результаты расчетов

Минералы	Интервал температур, К	θ_P, K	$C, 10^4 см^3 \cdot г^{-1} \cdot K$	$\mu_{фор}, \mu_Б$
Хромит-$FeCr_2O_4$	300-820	63	1 300	16
	930-1170	520	72	3,6
	920-1040	850	250	7,5

Титаномагнетит-$TiFe_2O_4$	1180-1270	910	56	3,5

Это можно объяснить увеличением расстояния между магнитными ионами железа, находящихся в узлах подрешетки, вследствие чего уменьшается магнитное обменное взаимодействие электронов 3d- оболочки ионов железа ответственное за возникновение магнитного упорядочения. θ_p является энергетической мерой обменного взаимодействия. Из таблицы видно, что значения θ_p для изученных образцов меньше, по сравнению с значениям для чистого железа ($\theta_P = 1043\ K$). Это объясняется тем, что, если частично или полностью заместить ионы Fe^{3+} ионами Cr^{3+} и Ti^{4+}в кристаллической решетке образцов, которые в обеих структурах проявляют сильную тенденцию к занятию октаэдрических позиций, то это приведет к существенному понижению температуры Кюри.

Распределение катионов между октаэдрическими и тетраэдрическими позициями в решетке титаномагнетита послужило предметом широкой дискуссии [7]. По данным нейтронной дифракции, большинство ионов Ti^{4+} располагаются в октаэдрических позициях. Спиновые моменты октаэдрических и тетраэдрических ионов направлены противоположно. С увеличением числа ионов Ti^{4+} точка Нееля снижается. Fe^{3+} отдает предпочтение октаэдрическим позициям, фактическое распределение между октаэдрическими и тетраэдрическими позициями может зависеть как от температуры, так и от состава.

III. Выводы

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

При высоких температурах измерены зависимости $\chi^{-1}(T)$ железосодержащих образцов - хромита $FeCr_2O_4$ и титаномагнетита $TiFe_2O_4$. Установлено, что эти зависимости $\chi^{-1}(T)$ подчиняются классическому закону Кюри – Вейсса.

По экспериментальным зависимостям изученных образцов определены их основные парамагнитные характеристики.

Список использованной литературы:

1. Г.П. Кудрявцева Ферримагнетизм природных оксидов. – М.: Недра, 1988.
2. Ладынин А.В. Физические свойства горных пород. Новосиб. Гос. Унив-т. Новосибирск. 2010 — 101 с.
3. В.И. Трухин, В.И. Максимочкин. Магнетизм горных пород земной коры и особенности эволюции земли// Вестник. Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2008. – № 1. – С. 68
4. С. Крупичка Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т.1., Издательство «Мир», Москва, 1976. С. 345.
5. Kuvandikov O.K., Shakarov, K.H., Shodiev Z. M. and G. R. Rabbimova. Analysis of the Paramagnetic Properties of Pyrite, Arsenopyrite, and Chalcopyrite at High Temperatures // J of communications technology and electronics. – V.52. – №9 – 2007. – PP. 1062-1064.
6. Кувандиков О.К., Шакаров Х.О., Шодиев З.М., Хасанов Х.Б. Изучение парамагнитных свойств горных пород содержащих минералы при высоких температурах. Научно-технический и производственный журнал.// «Горный вестник» Узбекистана. – 2016 – 4. – №67 – С.84-87.
7. F. Hodel, M. Macouin, R. I. F. Trindade, et al. Magnetic Properties of Ferritchromite and Cr-Magnetite and Monitoring of Cr-Spinels Alteration in Ultramafic and Mafic Rocks.// Geochemistry, Geophysics, Geosystems – 2020 – Vol. 2 – Iss. 11 https://doi.org/10.1029/2020GC009227

УДК 537.622.4

Влияние атомов церия на структурные и магнитные свойства в монокристаллах $(Lu_xCe_{1-x})_2Co_7$ ($x \leq 0.2$)

Говорина В.В.

лаборант-исследователь отдела магнетизма твёрдых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Селезнева Н.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики конденсированного состояния и наноразмерных систем ИЕНиМ УрФУ

Андреев С.В.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник отдела магнетизма твёрдых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Незнахин Д.С.

к.ф.-м. н., научный сотрудник отдела магнетизма твёрдых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *В данной работе исследуются структурные и магнитные свойства квазибинарного соединения $(Lu_{1-x}Ce_x)_2Co_7$ при x = (0.05, 0.10, 0.15, 0.20). Подобраны оптимальные режимы синтеза монокристаллов $(Lu_{1-x}Ce_x)_2Co_7$ с различными значениями x. Исследовано влияние замены атомов Lu атомами Ce на величину точки Кюри, намагниченности насыщения, констант магнитокристаллической анизотропии и поля анизотропии в широком интервале температур. В данных соединениях наблюдается явление анизотропии намагниченности насыщения. Полученные результаты позволяют лучше понять влияние замещения атомов на магнитные свойства соединений и их потенциальное применение в области создания высокоанизотропных магнитотвёрдых материалов.*

Ключевые слова: *редкоземельные магнетики, монокристаллы, анизотропия намагниченности насыщения*

Influence of cerium atoms on structural and magnetic properties in $(Lu_xCe_{1-x})_2Co_7$ ($x \leq 0.2$) single crystals

Govorina V.V.

Research assistant of the Department of solid-state magnetism, Research Institute of Physics and Applied Mathematics UrFU

Selezneva N.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor of the Department of Condensed State Physics and Nanoscale Systems UrFU

Andreev S.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the of Department of solid-state magnetism, Research Institute of Physics and Applied Mathematics UrFU

Neznakhin D.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher of the Department of solid-state magnetism, Research Institute of Physics and Applied Mathematics UrFU

Annotation. *In this work, the structural and magnetic properties of the quasi-binary compound* $(Lu_{1-x}Ce_x)_2Co_7$ *at x = (0.05, 0.10, 0.15, 0.20) are investigated. The optimal synthesis modes of* $(Lu_{1-x}Ce_x)_2Co_7$ *single crystals with different values of x have been found.. The influence of replacement of Lu atoms by Ce atoms on the Curie point value, saturation magnetization, magnetocrystalline anisotropy constants and anisotropy field in a wide temperature range has been investigated. Anisotropy of the saturation magnetization is observed. The results provide a better understanding of the effect of atom substitution on the magnetic properties of the compounds and their potential applications in the field of creating highly anisotropic hard-magnetic materials.*

Keywords: *rare-earth magnetics, single crystals, saturation magnetization anisotropy*

Бинарное соединение Lu_2Co_7 является одноосным ферромагнетиком с высоким значением поля анизотропии. Точка Кюри составляет около 550 К. В данном соединении наблюдается явление анизотропии намагниченности насыщения, когда выше поля анизотропии M_S вдоль оси легкого и трудного намагничивания не совпадают. Поскольку в качестве редкоземельного элемента используется магнитонеактивный атом Lu, все магнитные свойства в данном соединении связаны с атомами кобальта. Замена одного магнитонеактивного атома другим приводит к изменению основных магнитных характеристик, таких как точка Кюри, намагниченность насыщения, поле анизотропии, значение констант магнитокристаллической анизотропии. Это хорошо видно при анализе магнитных свойств соединений Y_2Co_7 [1] и La_2Co_7 [2], в которых Y и La также являются магнитонеактивными атомами. Указанные различия обусловлены обменным взаимодействием атомов кобальта и напрямую связаны с параметрами кристаллической решетки.

С другой стороны, для производства высокоанизотропных постоянных магнитов с высокими значениями точки Кюри используют сплавы на основе Co. С целью удешевления производства магнитотвёрдых материалов рядом авторов предлагается использовать в качестве добавки атомы Ce. Редкоземельные элементы могут образовывать с кобальтом до 6 различных бинарных фаз при концентрации редкоземельного элемента менее 50 ат. % [3]. Одной из стабильных фаз является фаза Ce_2Co_7 с точкой Кюри 123 К. Соединение Ce_2Co_7 образуется по перитектической реакции, а церий является достаточно активным и летучим химическим элементом, в связи с этим синтез однофазного соединения затруднителен, и, по-видимому, из-за этого в настоящий момент в литературе отсутствует анализ магнитных свойств данного соединения.

Атом церия является магнитоактивным, а его ионный радиус больше ионного радиуса лютеция [4]. В связи с вышесказанным, представляет интерес исследование магнитных свойств квазибинарных соединений $(Lu_{1-x}Ce_x)_2Co_7$.

В данной работе синтезированы монокристаллы $(Lu_{1-x}Ce_x)_2Co_7$ из высокочистых Lu, Ce и Co путём охлаждения расплава, приготовленного в индукционной печи, x = (0,05, 0,10, 0,15, 0,20). Размер полученных монокристаллов составил около 2 мм в диаметре, толщина около 0,5 мм. Ориентирование образцов проведено с помощью Лауэ-дифрактометрии. Методом

порошковой дифракции удалось установить, что полученное соединение имеет пространственную группу симметрии R-3m, что характерно для соединений типа R_2Co_7 [3], установлены параметры решётки при разных значениях x. Магнитные измерения выполнены с помощью установки PPMS DynaCool (Quantum Design) с опцией Vibrating Sample Magnetometer в температурном интервале 5-350 K, в магнитных полях напряженностью до 90 кЭ. Ранее авторами по результатам анализа кривых намагничивания были установлены температурные зависимости поля анизотропии и констант магнитокристаллической анизотропии K_1 и K_2, рассчитанных методом Саксмита-Томпсона, для Lu_2Co_7. То же было проделано и для составов с замещением церием, проведено сравнение полученных результатов. Установлена точка Кюри соединений с замещением с помощью температурных измерений намагниченности.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 24-22-00313.

Список использованной литературы:

1. Andreev A. V. et al. Thermal expansion and spontaneous magnetostriction of R_2Co_7 intermetallic compounds //Zh. Eksp. Teor. Fiz.;(USSR). – 1988. – Т. 94. – №. 4.
2. Kuz'min M. D. et al. Magnetic anisotropy of La_2Co_7 //Journal of Applied Physics. – 2015. – Т. 118. – №. 5.
3. Ostertag W. The crystal structure of Er_2Co_7 and other rare earth-cobalt compounds R_2Co_7 (R= Gd, Tb, Dy, Ho, Tm, Lu, Y) // Journal of the Less Common Metals. – 1967. – Т. 13. – №. 4. – С. 385-390.
4. Вонсовский С. В. Магнетизм. М. Наука. 1971, 1032 с. – 1971.

УДК 314.748

Влияние кристаллохимических условий роста монокристаллов тригональных ферроборатов $Ho_{0,5}Nd_{0,5}Fe_3(BO_3)_4$ на их магнитные свойства

Еремин Е.В.

д.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Гудим И.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Титова В.Р.

младший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Монокристаллы $Ho_{0,5}Nd_{0,5}Fe_3(BO_3)_4$ выращивали из двух видов растворов-расплавов – на основе $Bi_2Mo_3O_{12}$ и на основе Li_2WO_4. Приводятся соотношения компонентов раствора-расплава, условия и режимы роста. Проведено сравнение магнитных свойств кристаллов, выращенных из разных растворов расплавов.*

Ключевые слова: *рост кристаллов, антиферромагнетики, мультиферроики*

Influence of crystallochemical conditions of growth of single crystals of trigonal ferroborates $Ho_{0,5}Nd_{0,5}Fe_3(BO_3)_4$ with huntite structure on their magnetic properties

Eremin E.V.

Dr.Sc., Senior Researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Gudim I.A.

Ph.D., Senior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Titova V.R.

Junior Researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *$Ho_{0,5}Nd_{0,5}Fe_3(BO_3)_4$ single crystals were grown from two types of melt solutions - based on $Bi_2Mo_3O_{12}$ and based on Li_2WO_4. The ratios of solution-melt components, growth conditions and modes are given. A comparison was made of the magnetic properties of crystals grown from different melt solutions.*

Keywords: *crystal growth, antiferromagnets, multiferroics*

Современный уровень развития радиоэлектроники требует материалы с высоким кристаллографическим совершенством и чистотой. Перспективным классом объектов исследования являются редкоземельные ферробораты с общей формулой $RFe_3(BO_3)_4$ с

кристаллической структурой, изоморфной структуре минерала хантита $CaMg_3(CO_3)_4$. Во всех представителях этого класса (с R=Y, Pr ÷ Er) обнаружен магнитоэлектрический эффект, из чего следует, что эти кристаллы принадлежат к группе мультиферроиков, изучение которых является одним из важных направлений в современной физике твердого тела. [1-4].

В магнитном отношении ферробораты являются антиферромагнетиками с двумя взаимодействующими магнитными подсистемами (редкоземельной и железной). Железная подсистема упорядочивается при T_N = 30–40 K. Редкоземельная подсистема подмагничена *f-d* взаимодействием и дает существенный вклад в магнитную анизотропию и ориентацию магнитных моментов.

Исследованием таких кристаллов занимаются десятки лабораторий во всем мире, однако технологии воспроизводимого получения высококачественных монокристаллов до сих пор нет. Цель настоящей работы – показать пример разработки технологии воспроизводимого выращивания монокристаллов на примере $Ho_{0,5}Nd_{0,5}Fe_3(BO_3)_4$ из двух различных растворов расплавов: тримолибдата висмута $Bi_2Mo_3O_{12} – B_2O_3$ и вольфрамата лития $Li_2WO_4–B_2O_3$.

В первую очередь необходимо было определить количественный состав раствор-расплавов. Это действие состояло из следующих шагов:

1. Приготовление раствора-расплава со стехиометрическим соотношением кристаллообразующих окислов.
2. Определение высокотемпературной кристаллизующей фазы и последовательности фаз (α-Fe_2O_3, $FeBO_3 + Fe_3BO_6$).
3. Пополнение «дефицитным» окислом.
4. Получение требуемой фазы $Ho_{0,5}Nd_{0,5}Fe_3(BO_3)_4$.

В результате таких исследований для выращивания кристаллов $Ho_{0,5}Nd_{0,5}Fe_3(BO_3)_4$ были выбраны растворы-расплавы: 80% вес. $\{Bi_2Mo_3O_{12} + 3B_2O_3 + 0,5(Nd_2O_3 + Ho_2O_3)\}$ + 20% вес. $Ho_{0,5}Nd_{0,5}Fe_3(BO_3)_4$. Таким образом для 100 г раствора-расплава были наплавлены: B_2O_3 – 16,2 г, Bi_2O_3 – 25,6 г, MoO_3 – 24,0 г, Fe_2O_3 – 8,6 г, Nd_2O_3 – 11,82 г, Ho_2O_3 – 13,78 г.

Второй раствор-расплав: 78% вес. $\{Li_2WO_4 + 3,3\ B_2O_3 + 0,5(Nd_2O_3 + Ho_2O_3)\}$ + 22% вес. $Ho_{0,5}Nd_{0,5}Fe_3(BO_3)_4$ (Li_2WO_4 – 24,05 г, B_2O_3 – 26,62 г, Ho_2O_3 – 21,09 г, Nd_2O_3 – 18,78 г, Fe_2O_3 – 9,45 г).

Области стабильности кристаллов $Ho_{0,5}Nd_{0,5}Fe_3(BO_3)_4$ определены методом прямого фазового зондирования. Сама методика выращивания одинакова для обоих типов растворов-расплавов. Гомогенизация раствора-расплава осуществлялась при T=1000°C в течение 5-10 часов с погруженным в него и вращающимся (ω = 30 об/мин) стержневым кристаллодержателем. Предварительный поиск температуры насыщения проводился по наблюдениям за образованием на кристаллодержателе спонтанных кристалликов. После повторной гомогенизации $T_{нас}$ уточнялась в пределах ±2°C с помощью уже полученных кристалликов. Обычно на стержневом держателе закреплялось 4 “точечных” затравок - качественные кристаллики размером ~1 мм.

Температура насыщения составила 960 ºС для первого и 980 ºС для второго раствора-расплава. Ширина метастабильной зоны $\Delta T_{мет} \approx 12°C$ определялась как максимальное переохлаждение, при котором не было зарождения за 20-ти часовой период времени.

После перегрева раствора-расплава при T=1000°C в течение 2-4 часов кристаллодержатель с затравками подвешивался над раствором-расплавом, и температура в печи понижалась до $T=T_{нас} + 7°c$.Затем кристаллодержатель погружался в раствор-расплав на глубину 15-20 мм и включалось реверсивное (с периодом 1 мин) вращение со скоростью 30 об/мин. Через 15 мин температура понижалась до стартовой $T=T_{нас} – 7°C$, что соответствует середине метастабильной зоны. Далее температура раствора-расплава плавно снижалась по программе с нарастающим темпом 1-2°C/сут, рассчитанным на скорости роста кристаллов не более 1 мм/сут.

После завершения процесса роста кристаллодержатель приподнимался над раствором-расплавом и охлаждался до комнатной температуры при отключенном питании печи. Растворы расплавы за 10-15 суточный цикл обычно теряли за счёт испарения не более 2% массы. После пополнения кристаллообразующими окислами в количестве, соответствующем массе извлечённых кристаллов, они имели $T_{нас}$ близкие к исходным и использовались повторно.

Выращенные монокристаллы $Ho_{0,5}Nd_{0,5}Fe_3(BO_3)_4$ получились размером порядка 5-8 мм, и имели сильно выраженный зеленый оттенок. Они отбирались для измерений с учетом возможности их ориентирования относительно основных кристаллографических осей.

Магнитные измерения были выполнены на установке Physical Properties Measurement System (Quantum Design) в температурном интервале 2–300 К и магнитных полях до 9 Тл.

На рис. 1 приведены температурные зависимости намагниченности монокристаллов $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$. Измерение температурной зависимости намагниченности $M_{||}$ и $M_{\perp}$ производилось в магнитном поле 0.1 Тл, направленном вдоль кристаллографической *c*-оси и в базисной плоскости вдоль *a*-оси.

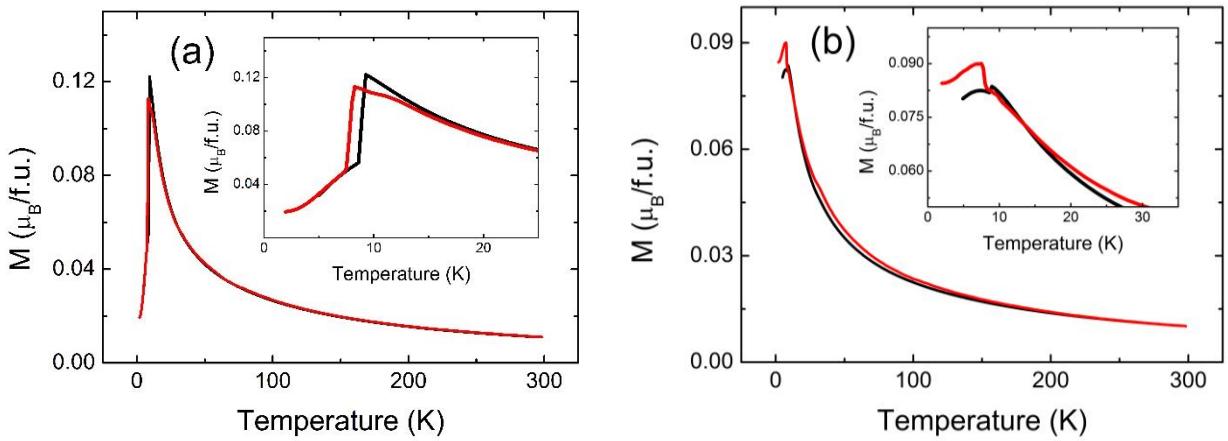


Рис.1. Температурные зависимости намагниченности $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4(Li_2WO_4)$ (черная линия) и $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4(Bi_2Mo_3O_{12})$ (красная линия), измеренные в магнитном поле 1 kOe и в геометрии ***H***$||c$ *(a) и* ***H***$\perp c$ *(b). На вставках тоже самое в другом масштабе.*

Резкий излом на кривых намагничивания в районе 8 К указывает на спин-переориентационый переход типа «легкая плоскость» – «легкая ось». Из графиков на вставках видно, что наличие примеси приводит к уменьшению температуры перехода.

В парамагнитной области для обоих составов намагниченность практически изотропна и подчиняется закону Кюри-Вейса. Экспериментально найденные парамагнитные температуры Кюри отличаются незначительно и равны θ=-67.7 К для $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4(Li_2WO_4)$ и θ=-47.6 К для $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4(Bi_2Mo_3O_{12})$. Отрицательный знак парамагнитной температуры Кюри θ говорит о наличии антиферромагнитного обмененного взаимодействия в магнитной системе, что характерно для всех ферроборатов со структурой хантита. Видно, что величина θ имеет меньшее значение (по абсолютной величине) для $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4(Bi_2Mo_3O_{12})$. Отсюда можно сделать вывод о присутствии немагнитных примесей в монокристалле, выращенном из растворителя на основе висмута.

Эффективный магнитный момент одной структурной единицы был рассчитан для всех составов и равен соответственно 12.9 μ_B для $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4(Li_2WO_4)$ и 12.5 μ_B для $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4(Bi_2Mo_3O_{12})$. Видно, что экспериментальное значение для $GdFe_3(BO_3)_4$ оказалось равно в точности теоретическому значению μ_{eff}.

Исходя из выше представленных данных, напрашивается вывод о том, что ферроборат $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$, выращенный из вольфромат-литиевого растворителя не содержит примесей. Ферроборат, выращенный из висмут-молибдатного растворителя имеет эффективный магнитный момент одной структурной единицы 12.5 μ_B, что немного меньше теоретически найденного значения μ_{eff}. Если предположить, что ионы Ho^{3+} и Nd^{3+} замещаются ионами Bi^{3+} и используя разность в величинах μ_{eff} для $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4(Li_2WO_4)$ и $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4(Bi_2Mo_3O_{12})$ можно сделать оценку примеси Bi^{3+}. В нашем случае получается, что в $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4(Bi_2Mo_3O_{12})$присутствуют ионы Bi^{3+} в количестве 4 % at.

Список использованных источников:

1. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, А.П. Пятаков, С.С. Кротов, К.И. Камилов, В.Ю. Иванов, А.А. Мухин, А.К. Звездин, А.М. Кузьменко, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, В.Л. Темеров // ФНТ. – 2010. – Т. 36. – Вып. 6. – С. 640-653.
2. А.П. Пятаков, А.К. Звездин. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // УФН. – 2012. – Т. 182. – С. 593-620.
3. В.И. Зиненко, М.С. Павловский, А.С. Крылов, И.А. Гудим, Е.В. Еремин. Колебательные спектры, упругие, пьезоэлектрические и магнитоэлектрические свойства кристаллов $HoFe_3(BO_3)_4$ и $HoAl_3(BO_3)_4$ // ЖЭТФ. – 2013. – Т. 144, – С 1174-1183.
4. Ю.Ф. Попов, А.П. Пятаков, А.М. Кадомцева, Г.П. Воробьев, А.К. Звездин, А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, И.А. Гудим // ЖЭТФ. – 2010. – Т. 138. – С. 226-230.

УДК 537.9

Влияние электронного допирования на магнитные свойства зонного магнетика MnSi – случай $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ($x \leq 0.05$)

Краснорусский В.Н.

н.с., Институт физики высоких давлений РАН

Боков А.В.

м.н.с., Институт физики высоких давлений РАН

Сканченко Д.О.

аспирант, ИФВД РАН, Петербургский институт ядерной физики НИЦ «Курчатовский институт»

Алтынбаев А.В.

к.ф.-м. н., ИФВД РАН, Петербургский институт ядерной физики НИЦ «Курчатовский институт», Санкт-Петербургский государственный университет

Алферьев И.

студент, Санкт-Петербургский государственный университет

Саламатин Д.А.

к.ф.-м. н., Институт физики высоких давлений РАН

Волкова З.Н.

к.ф.-м. н., ИФВД РАН, Институт физики металлов УрО РАН

Геращенко А.П.

д.ф.-м. н., ИФВД РАН, Институт физики металлов УрО РАН

Семено А.В.

к.ф.-м. н., ИФВД РАН, Институт общей физики РАН

Сидоров В.А.

к.ф.-м. н., Институт физики высоких давлений РАН

Бражкин В.В.

академик РАН, директор Института, Институт физики высоких давлений РАН

Цвященко А.В.

к.ф.-м. н., Институт физики высоких давлений РАН

Аннотация. *Поликристаллические образцы $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ($x = 0.0125, 0.02, 0.025, 0.05$) синтезированы при высоком давлении и температуре в кубической структуре B20. В широком диапазоне температур $2 \leq T \leq 400$ K и магнитных полей $\mu_0 H \leq 9$ T были детально измерена их намагниченность, получены спектры ЯМР ($T = 4.2$ K) и малоуглового рассеяния нейтронов ($x = 0.02$). На основе особенностей на производной намагниченности по магнитному полю была восстановлена магнитная фазовая диаграмма полученных соединений. Показано, что допирование зонного магнетика MnSi электронами приводит к уменьшению температуры магнитного упорядочения, существенному увеличению области существования A-фазы, появлению дополнительной высокотемпературной фазы $T_C \sim 200$ K начиная с $x \geq 0.025$.*

Ключевые слова: *зонный магнетизм, электронное допирование, синтез при высоком давлении*

Effect of electron doping on magnetic properties of itinerant magnet MnSi – the case of $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ($x \leq 0.05$)

Krasnorussky V. N.

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Bokov A. V.

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Skanchenko D. O.

HPPI RAS, Petersburg Nuclear Physics Institute National Research Center «Kurchatov Institute»

Altynbaev E. V.

PhD, HPPI RAS, PNPI NRC, Saint-Petersburg State University

Alferiev I.

Saint-Petersburg State University

Salamatin D. A.

PhD, Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS

Volkova Z. N.

PhD, HPPI RAS, Institute of Metal Physics of UB of RAS

Gerashchenko A. P.

Dr.Sci., HPPI RAS, Institute of Metal Physics of UB of RAS

Semeno A. V.

PhD, HPPI RAS, Institute of General Physics of RAS

Sidorov V.A.

PhD, Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS

Brazhkin V.V.

academician of RAS, director of the Institute, Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS

Tsvyashchenko A. V.

PhD, Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS

Annotation. *In this work, polycrystalline samples of $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ($x = 0.0125, 0.02, 0.025, 0.05$) were synthesized at high pressure in the cubic B20 structure. Magnetization in fields $\mu_0 H \leq 9$ T over a wide temperature range of $2 \leq T \leq 400$ K was measured in detail, NMR spectra at $T = 4.2$ K and small angle neutron scattering ($x = 0.02$) were obtained. The magnetic phase diagram of these compounds was constructed based on features on the magnetic field derivative of the magnetization. It is shown*

that doping of MnSi itinerant magnet with electrons leads to a decrease in the temperature of magnetic ordering, a significant increase in the region of existence of the A-phase, and the appearance of an additional high-temperature phase T_C ~ 200 K starting from $x \geq 0.025$.

Keywords: *itinerant magnetism, electron-doping effects, high-pressure synthesis*

Зонные ферромагнетики (ФМ) в отличие от сильных ФМ (Fe, Co, Ni) характеризуются относительно низкой температурой упорядочения T_C, маленьким спонтанным магнитным моментом на атом μ_S, который в разы меньше парамагнитного момента, отсутствием насыщения намагниченности в больших полях при $T < T_C$, большим падением T_C с приложением давления, а также большой зависимостью магнитных свойств от кристаллографических и химических изменений. Интерметаллическое соединение MnSi с T_C ~ 30 К и $\mu_S = 0.4\ \mu_B$ является типичным примером такого слабого зонного магнетика.

В работе систематически исследованы магнитные свойства поликристаллических образцов твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ($x \leq 0.05$), синтезированных при высоком давлении и температуре в камере типа «тороид» в ИФВД РАН. Кристаллическая структура полученных образцов – кубическая B20 (пространственная группа $P2_13$) без центра инверсии, как и у материнского MnSi. В таких структурах реализуется взаимодействие Дзялошинского-Мории (ДМ), которое приводит к образованию монокиральной геликоидальной магнитной структуры при температурах $T < T_C$. Таким монокиральным соединениям свойственно образование необычного упорядочения - А-фазы (топологически стабильной спин-вихревой структуры с волновым вектором $\mathbf{k} \perp \boldsymbol{H}$, скирмионной решетки) вблизи T_C. В работе представлены результаты измерения намагниченности, полученные при $2 \leq T \leq 400$ К в полях $H \leq 90$ кЭ, спектры ЯМР ^{29}Si и ^{55}Mn ($T = 4.2$ К, $H = 0$) и малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН) (для $x = 0.02$). Измерения намагниченности были выполнены в ИФВД РАН на установке PPMS Quantum Design, спектры ЯМР получены в ИФМ УрО РАН.

На основе особенностей полевых зависимостей производной dM/dH была восстановлена фазовая диаграмма следующих составов $x = 0.0125$, 0.02, 0.025, 0.05. Для состава $x = 0.02$ фазовая диаграмма, полученная из dM/dH, была сопоставлена с результатами МУРН, определены параметры ДМ взаимодействия и спиновой жесткости. Значения указанных параметров согласуются с соответствующими параметрами при замещении Mn на Co или на Ir[1]. При этом наблюдается существенное увеличение области стабильности А-фазы для всех исследуемых составов.

Помимо этого, было обнаружено, что замещение Mn ионами Rh с 4d незаполненной зоной, в отличие от допирования 3d и/или 5d металлами, приводит к образованию дополнительной магнитной фазы, характеризующейся высокотемпературным обменом с T ~ 200 К для составов начиная с $x \geq 0.025$. Данная высокотемпературная фаза характеризуется наличием высокочастотного ЯМР сигнала на ядрах ^{55}Mn с частотами ~ 180 и 310 МГц, что соответствует магнитному моменту ~ 1.3 и 2.2 μ_B / Mn. Отметим, что этот высокочастотный сигнал является дополнительным к основному низкочастотному, характерному для геликоидальной структуры и наблюдавшемуся прежде[2] на чистом MnSi. Для состава $x = 0.0125$ он виден при ~ 50 МГц, что соответствует ~ 0.31 μ_B / Mn.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 22-12-00008.

Список использованной литературы:

1. Dhital C., DeBeer-Schmitt L., Zhang Q., et al. // Phys.Rev.B. – 2017. – V. 96. – P. 214425.
2. Motoya K., Yasuoka H., Nakamura Y., Wernick J.H. // Sol.St.Comm. – 1976. – V.19.– P.529.

УДК 537.533.9

Радиационные изменения структуры и магнитных свойств гексаферрита бария

Салахитдинова М.К.

к.ф.-м.н., доцент кафедры общей физики Самаркандского государственного университета имени Шарофа Рашидова, Самарканд, Узбекистан

Ибрагимова Э.М.

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник лаборатории наноструктурных и сверхпроводящих материалов Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан, Ташкент, Узбекистан

Винник Д.А.

д.х.н., профессор РАН, Московский физико-технический институт (НИУ), Южно-Уральского государственного университета (НИУ), Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

Живулин В.Е.

к.ф.-м.н., заведующий лабораторией, Южно-Уральского государственного университета (НИУ), Россия

Пунда А.Ю.

аспирант, Южно-Уральский государственный университет (НИУ), Россия

Кувандиков О.К.

д.ф.-м.н., профессор кафедры общей физики Самаркандского государственного университета имени Шарофа Рашидова, Самарканд, Узбекистан

Шипкова Е.Д.

Аспирант кафедры магнетизма Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Кулматова Г.А.

докторант (PhD) кафедры общей физики Самаркандского государственного университета имени Шарофа Рашидова, Самарканд, Узбекистан

Аннотация: *В данной работе исследовано влияние гамма-облучения и электронного облучения на воздухе при 320 К на кристаллическую структуру и магнитные свойства гексаферрита бария $BaFe_{12}O_{19}$. Облучения вызвали изменения соотношения кристаллических фаз. Показано, что если до облучения намагниченность насыщения составляла 1.2 emu/g, то после γ-обучении образца дозой 2×10^7 Р намагниченность насыщения (измеренная при 300 К) достигла максимального значения ~34 emu/g.*

Ключевые слова: *гексаферрит бария, гамма-облучение, электронное облучение, кристаллическая структура, намагниченность насыщения.*

Radiation changes in the structure of crystals of solid ыolutions based on barium hexaferrite

Salakhitdinova M.K.

Ph.D., Associate Professor, Department of General Physics, Samarkand State University named after SharofRashidov, Samarkand, Uzbekistan

Ibragimova E.M.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Principal Researcher of the Laboratory of Nanostructured and Superconducting Materials of the Institute of Nuclear Physics of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan

Vinnik D.A.

Doctor of Chemical Sciences, Professor of the Russian Academy of Sciences, Moscow Institute of Physics and Technology (NIU), South Ural State University (NIU), St. Petersburg State University

Zhivulin V.E.

Ph.D., head of laboratory, South Ural State University (NRU), Russia

Punda A.Yu.

postgraduate student, South Ural State University (NRU), Russia

Kuvandikov O.K.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Department of General Physics, Samarkand State University named after SharofRashidov, Samarkand, Uzbekistan

Shipkova E.D.

Postgraduate student of the Department of Magnetism, Faculty of Physics. Moscow State University named after M.V. Lomonosov, Moscow, Russia

Kulmatova G.A.

doctoral student (PhD) of the Department of General Physics, Samarkand State University named after SharofRashidov, Samarkand, Uzbekistan

Annotation: *In this work, the effect of gamma irradiation and electron irradiation in air at 320 K on the crystal structure and magnetic properties of barium hexaferrite $BaFe_{12}O_{19}$ was studied. The irradiations caused crystal phase transformations It was shown that before irradiation their magnetization is 1.2 emu/g, and after γ-training of the sample with a dose of 2×10^7 R, the saturation magnetization (measured at 300 K) reaches its maximum value (~34 emu/g).*

Keywords: *barium hexaferrite, gamma irradiation, electron irradiation, crystal structure, saturation magnetization.*

Повышенный интерес к гексаферриту бария ($BaFe_{12}O_{19}$) и ферритам на его основе обусловлен их высокими значениями температуры Кюри, намагниченности насыщения, магнитной проницаемости, электрического сопротивления, а также их коррозионной и химической стойкостью и др., что делает эти магнитные материалы перспективными для применений в различных устройствах сверхвысокочастотной электроники (ферритовые поглотители электромагнитных волн, антенны, сердечники, элементы памяти и др.) [1]. Работа

таких устройств в условиях радиационного воздействия требует детального понимания влияния гамма-облучения, облучения электронами и нейтронами на их технические характеристики. С другой стороны, радиационное воздействие позволяет целенаправленно изменять структурные и магнитные свойства ферритов как в процессе, так и после изготовления ферритов,

Цель настоящей работы — изучение влияния гамма-облучения и электронного облучения на кристаллическую структуру и магнитные свойства гексаферрита бария. Объекты исследования изготовлены в Южно-Уральском государственном университете (национальный исследовательский университет, Россия), по методике, описанной в [2, 3]. Структурные исследования выполнялись до и после облучения с помощью рентгеновского дифрактометра (PANalytic, Нидерланды). Образцы площадью 1 $см^2$, толщиной 1±0,05 и 8±0,1 мм облучались в γ-поле ^{60}Co с изотропной 4π-геометрией при мощности дозы 84 Р/с на воздухе при температуре 323 К. (Институт ядерной физики АН Узбекистана, ИЯФ).Облучение гамма-квантами с энергией 1,17 и 1,33 МэВ достаточно, чтобы возбудить ядра Ba, Fe, O и тем самым вызвать смещения атомов из узлов решетки. Измерения проводились после длительной релаксации кристаллической решетки образцов после образования изначально нестабильных дефектов. Облучение электронами проводилось на ускорителе при мощности энергии электронов 5 МэВ. Измерения намагниченности выполнены с помощью Гауссметра (Gaussmeter Model GM2).

При возбуждении с энергиями выше порога 1,02 МэВ образуются электрон-позитронные пары, влияющие на электронную структуру. При облучении сходящимся на образец γ-пучком достигается наибольшая плотность γ-облучения, в результате кристаллическая решетка повреждается и нагревается, что достаточно для структурно-фазовых переходов. Анализ рентгеноструктурных измерений гексаферрита бария показывает, что γ-облучение дозой 2×10^7 Р вызывало увеличение основной структурной фазы $BaFe_{12}O_{19}$ за счет уменьшения количества фазы $Ba_2Fe_{30}O_{46}$. При этом объемное содержание фаз Fe_2O_3 и $Fe_{2.957}O_4$ практически не изменилось. Исследования магнитных свойств Ba-гексаферрита при 300 К показали, что до облучения их намагниченность составляла 1.2 *emu/g*, а после γ-облучения образца дозой 2×10^7 Р насыщенная намагниченность достигла максимального значения (~34 *emu/g*).

Работа выполнена при частичной поддержке гранта СПбГУ 103751372.

Список использованной литературы:

1. Jalli J. MFM studies of magnetic domain patterns in bulk barium ferrite (BaFe12O19) single crystals / J. Jalli, Y. Hong, G. S. Abo, S. Bae, J. Lee, J. Park, B.C. Choi, S. Kim // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2011. – № 32. – p. 2627-2631

2. Meng Y.Y. Synthesis of barium ferrite ultrafine powders by a sol–gel combustion method using glycine gels / Y.Y. Meng, M.H. He, Q. Zeng, D.L. Jiao, S. Shukla, R.V. Ramanujan, Z.W. Liu // Journal of Alloys and Compounds. – 2014. – № 583. – p. 220-225.

3. Винник Д.А., Живулин В.Е., Зыкова А.Р. и др. Спектроскопия вксокоэнтропийной керамики со структурой магнитоплюмбита // Журнал структурной химии. – 2023.- т.64.-№ 6 – с.1-9.

УДК 537.622.5

Эффект изовалентного замещения на магнитное состояние соединений $Fe_{0.25}Ti(S,Se)_2$

Селезнева Н.В.

к.ф.м.н., доцент, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Шерокалова Е.М.

к.ф.м.н., доцент, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Волегов А.С.

к.ф.м.н., доцент, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Носова Н.М.

м.н.с., Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Баранов Н.В.

д.ф.м.н., г.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

Аннотация. *Синтезированы поликристаллические образцы $Fe_{0.25}TiS_{2-y}Se_y$ халькогенидных соединений, которые исследованы с помощью рентгеновской дифракции, измерений намагниченности и магнитосопротивления. Показано, что замещение по анионной подрешетке приводит к немонотонному изменению температуры магнитного упорядочения. Из-за увеличения межатомных расстояний при увеличении содержания селена в системе $Fe_{0.25}TiS_{2-y}Se_y$ происходит снижение магнитокристаллической анизотропии и переход от поведения, характерного для изинговских магнетиков к гайзенберговским.*

Ключевые слова: *Халькогениды переходных металлов, слоистая структура, изовалентное замещение, антиферромагнитное упорядочение, индуцируемые полем фазовые переходы, магнитная анизотропия, магнитный гистерезис.*

Effect of isovalent substitution on the magnetic state of $Fe_{0.25}Ti(S,Se)_2$ compounds

Selezneva N.V.

PhD., associate professor, professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Sherokalova E.M.

PhD., associate professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Volegov A.S.

PhD., associate professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Nosova N.M.

junior researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Baranov N.V.

Dr. Sci., professor, N.M. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Division,
Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

Annotation.

Polycrystalline samples of $Fe_{0.25}TiS_{2-y}Se_y$ chalcogenide compounds were synthesized and studied using X-ray diffraction, magnetization and magnetoresistance measurements. It is shown that substitution along the anion sublattice leads to a non-monotonic change in the temperature of magnetic ordering. Due to an increase in interatomic distances with an increase in selenium content, the magnetocrystalline anisotropy decreases and a transition from behavior characteristic of Ising magnets to Heisenberg ones occurs.

Keywords: *Transition metal chalcogenides, layered structure, isovalent substitution, antiferromagnetic ordering, field-induced phase transitions, magnetic anisotropy, magnetic hysteresis.*

Среди неорганических соединений имеется ряд естественных аналогов мультислоев и квазидвумерных магнетиков, которые можно рассматривать как идеальные моноатомные мультислойные структуры, являющиеся уникальными модельными объектами для исследования физических явлений, присущих мультислоям и квазидвумерным структурам. К таким соединениям относятся, в частности, дихалькогениды титана TiX_2 (X = S, Se, Te), интеркалированные атомами 3d металлов между трехслойными блоками X-Ti-X, что позволяет получать структуры, состоящие из слоев магнитных атомов, разделенных немагнитными прослойками. Целенаправленное изменение сорта и концентрации 3d атомов, внедренных в межслоевое пространство соединений TiX_2, позволяет в широких пределах варьировать величину внутрислоевых и межслоевых обменных взаимодействий и получать слоистые магнитные системы с различным характером магнитного упорядочения. В частности, в системе Fe_xTiS_2 с увеличением содержания Fe реализуются различные магнитные состояния: спиновое и кластерное стекло при $x < 0.25$, антиферромагнитное упорядочение при $x \approx 0.25$, кластерное стекло при $x \approx 0.33$, затем снова антиферромагнитное состояние при $x \approx 0.50$, которое переходит в ферримагнитный порядок при $x > 0.50$ [1]. Анионная подрешетка также играет существенную роль в установлении магнитного порядка. Например, в соединениях $Fe_{0.5}TiS_{2-y}Se_y$ при низких содержаниях селена ($y < 0.5$) происходит спин-флип переход из антиферромагнитного (АФ) состояния в метастабильное ферромагнитное (Ф) состояние, который сопровождается необычно большим гистерезисом ($H_c \sim 60$ кЭ при $T = 2$ K) и гигантским магнитосопротивлением. Увеличение содержания селена ($y > 0.5$) приводит к переходам типа спин-флоп с критическим полями до 450 кЭ [2]. При увеличении концентрации железа в соединениях до $x = 0.66$ наблюдается поведение намагниченности, характерное для высокоанизотропных ферримагнитных материалов, в то время как замещение серы на селен $Fe_xTiS_{2-y}Se_y$ приводит к антиферромагнитному поведению [3].

Настоящая работа посвящена получению и исследованию замещенных

антиферромагнитных соединений $Fe_{0.25}TiS_{2-y}Se_y$ с целью установления роли халькогена в формировании магнитного состояния соединений при сохранении содержания атомов железа. С помощью твердофазного синтеза получены поликристаллические образцы $Fe_{0.25}TiS_{2-y}Se_y$ ($0 \leq y \leq 2$), проведена их рентгенографическая аттестация и измерения магнитных и электрических свойств. Соединение $Fe_{0.25}TiS_2$ относится к структурному типу M_5X_8 в котором атомы железа и вакансии упорядочены с образованием сверхструктуры $2\sqrt{3}a_0 \times 2a_0 \times 2c_0$ (a_0 и c_0 — параметры решетки-матрицы TiS_2) в моноклинной сингонии (пространственная группа $C\ 2/m$). Установлено, что при увеличении концентрации селена больше $y = 0.1$ происходит переход к структуре типа CdI_2 ($P\bar{3}m1$), что указывает на отсутствие упорядочения атомов Fe, расположенных в октаэдрических позициях между тройными слоями *X*–Fe–*X*. При замещении в анионной подрешетке происходит практически изотропное увеличение параметров решетки из-за различия ионных радиусов серы и селена.

На рис. 1 представлены температурные зависимости намагниченности и электросопротивления и полевые зависимости намагниченности и магнитосопротивление для соединений $Fe_{0.25}TiS_{2-y}Se_y$ с разным содержанием селена. Рост концентрации селена приводит к немонотонному изменению температуры магнитного упорядочения в пределах 35–55 К и существенно модифицирует поведение намагниченности и электросопротивления. При малых концентрациях селена ($y < 0.5$) наблюдаются индуцируемые полем переходы из АФ состояния в метастабильное Ф. Перемагничивание в Ф состояние в этих соединениях сопровождается большим гистерезисом (H_c до 55 кЭ при $T = 2$ К). Такое поведение характерно для изинговских систем. В таких магнетиках магнитокристаллическая анизотропия превосходит по величине энергии обменное взаимодействие. Большая магнитокристаллическая анизотропия обусловлена существованием большого незамороженного орбитального момента атомов Fe [4]. При увеличении концентрации селена выше $y = 0.5$ АФ-Ф переход в используемом нами диапазоне полей не выявлен, так как для разрушения АФ структуры в этих соединениях требуются более высокие магнитные поля.

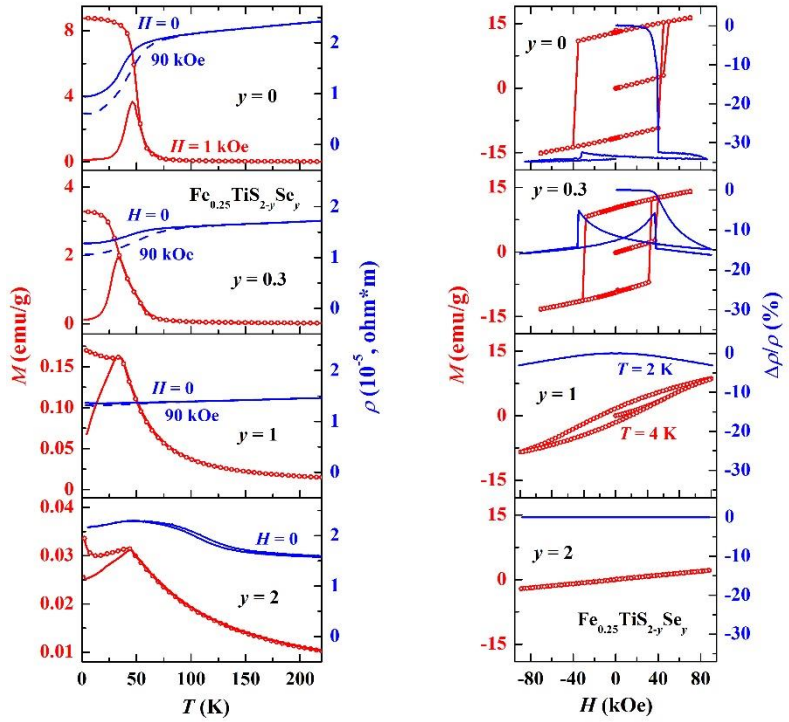


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности и электросопротивления (слева)и полевые зависимости намагниченности и магнитосопротивление (справа) для соединений $Fe_{0.25}TiS_{2-y}Se_y$ с разным содержанием селена.

Полученные результаты позволяют предположить, что в соединениях $Fe_{0.25}TiS_{2-y}Se_y$ в результате увеличения межатомных расстояний происходит снижение магнитокристаллической анизотропии и переход от поведения, характерного для изинговских магнетиков к гайзенберговским. Кроссовер от изинговского поведения к гейзенберговскому при замещении происходит в образцах с содержанием селена $0.5 < y < 1.5$.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (грант № 22-13-00158).

Список использованных источников:

1. Selezneva N.V., Baranov N.V., Sherokalova E.M., Volegov A.S., Sherstobitov A.A. Multiple magnetic states and irreversibilities in the Fe_xTiS_2 system // Physical Review B. – 2021. – Vol. 104. – P. 064411.

2. Baranov N.V., Selezneva N.V., Sherokalova E.M., Baglaeva Y.A., Ovchinnikov A.S., Tereshchenko A.A., Gorbunov D.I., Volegov A.S., Sherstobitov A.A. Magnetic phase transitions, metastable states and magnetic hysteresis in antiferromagnetic compounds $Fe_{0.5}TiS_{2-y}Se_y$ // Physical Review B. – 2019. – Vol. 100. – P. 024430.

3. Selezneva N.V., Sherokalova E.M., Volegov A.S., Shishkin D.A., Baranov N.V. Crystal structure, magnetic state and electrical resistivity of $Fe_{2/3}Ti(S,Se)_2$ as affected by anionic substitutions // Materials Research Express. –2017. – Vol. 4. – P. 106102.

4. Shibata G. et al. Large Orbital Magnetic Moment and Strong Perpendicular Magnetic Anisotropy in Heavily Intercalated Fe_xTiS_2 // The Journal of Physical Chemistry C. – 2021. – Vol. 125. – №. 23. – P. 12929-12936.

УДК 537.632

Взаимное влияние двух магнитных подсистем в фазах $RT_{\delta}(Ga,Ge)_3$ (R = Tb, Dy; T = Cr, Mn)

Кульчу А.Н.

аспирант, факультет наук о материалах, кафедра неорганической химии МГУ им. Ломоносова

Халания Р.А.

к. х. н., инженер кафедры неорганической химии МГУ им. Ломоносова

Верченко В.Ю.

к. х. н., в. н. с. кафедры неорганической химии МГУ им. Ломоносова

Миронов А.В.

к. х. н., с. н. с. кафедры неорганической химии МГУ им. Ломоносова

Богач А.В.

к. ф-м. н., с. н. с. института общей физики им. А.М. Прохорова

Козлякова Е.С.

к. ф-м. н., с.н.с. кафедры физики низких температур и сверхпроводимости, МГУ им. Ломоносова

Аксенов С.М.

д. х. н., зав. лабораторией арктической минералогии и материаловедения, Кольский научный центр

Хрыкина О.Н.

к. х. н., м. н. с. института кристаллографии им. А.В. Шубникова

Шевельков А.В.

д. х. н., зав. кафедрой неорганической химии, МГУ им. Ломоносова

Аннотация. *В системах R-T-Ga(Ge) (R = Tb, Dy, T = Cr, Mn) были получены новые интерметаллические соединения, $RT_{\delta}(Ga,Ge)_3$, представляющие собой фазы внедрения, производные от фаз RGa_3. Данные фазы представляют уникальную возможность проследить влияние подрешетки T металла на формирование магнитных взаимодействий между R и T подструктурами и ,следовательно, проявляемых ими магнитных свойств.*

.

Ключевые слова: *интерметаллиды РЗЭ, сверхструктурные фазы, магнитное упорядочение*

Interplay of two magnetic substructures in the $RT_{\delta}(Ga,Ge)_3$ phases (R =Tb, Dy; T = Cr, Mn)

Kulchu A.N.

PhD student, Department of Material Science, Lomonosov MSU

Khalaniya R.A.

Candidate of Chemical Sciences, Department of Inorganic Chemistry, Lomonosov MSU

Verchenko V.Y.

Candidate of Chemical Sciences, Senior Researcher, Department of Inorganic Chemistry, Lomonosov MSU

Mironov A.V.

Candidate of Chemical Sciences, Senior Researcher, Department of Inorganic Chemistry, Lomonosov MSU

Bogach A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences.

Kozlyakova E.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Department of the Physics of Low Temperatures and Superconductivity, Lomonosov MSU

Aksenov S.M.

Doctor of Chemical Sciences, Laboratory of Arctic Minerology and Material Sciences, Kola Science Center of RAS.

Khrykina. O.N.

Candidate of Chemical Sciences, Junior Researcher, Shubnikov Institute of Crystallography.

Shevelkov A.V.

Doctor of Chemical Sciences, Head of Department of Inorganic Chemistry,

Lomonosov MSU

Annotation. *In R-T-Ga(Ge) (R = rare earth elements, T = transition metal) systems, new intermetallic compounds $RT_{\delta}(Ga,Ge)_3$, filled derivatives of RGa_3 phases, were obtained. These phases present a unique opportunity to explore effects of guest T atoms on the formation of magnetic interactions between R and T substructures and magnetic properties the compounds demonstrate.*

Keywords: *Rare-earth intermetallics, superstructure phases, magnetic ordering*

В системах R-T-(Ga,Ge), где R = Sm, Tb, Dy, а T = Cr и Mn нами были получены новые интерметаллические фазы $RT_xGa_{3-y}Ge_y$, $R_4T_{1-x}Ga_{12-y}Ge_y$. Данные фазы принадлежат к семейству фаз $RT_{\delta}Ga_3$, которые являются производными от RGa_3 (тип $AuCu_3$). Соединения $RT_{\delta}Ga_3$ образуются за счет заполнения части октаэдрических пустот (δ) Ga_6 атомами переходного металла (T). Пустоты могут заполняться неупорядоченно с образованием фаз RT_xGa_3 [1, 2] или упорядоченно по мотиву ОЦК (R_4TGa_{12}) [3, 4]. $RT_xGa_{3-y}Ge_y$, $R_4T_{1-x}Ga_{12-y}Ge_y$ были получены в виде монокристаллов из расплава с использованием избытка Ga в качестве флюса. Синтез проводили по стандартной ампульной методике. Добавление Ge в исходную

смесь способствуют увеличению концентрации атомов Т, что приводит к переходу от фаз $RT_xGa_{3-y}Ge_y$ к $R_4T_{1-x}Ga_{12-y}Ge_y$.

Рентгеноструктурный анализ показал, что фазы $RT_xGa_{3-y}Ge_y$ (R = Tb, Dy) можно описать в рамках структуры перовскита ABO_3, где атомы Т частично заселяет позицию В катиона. Частичное замещение Ga на Ge приводит к получению фаз с большим содержанием Т и его упорядочению в кристаллической структуре ($R_4T_{1-x}Ga_{12-y}Ge_y$ структурного типа Y_4PdGa_{12}).

Измерения физических свойств показали значительные различия в поведении и влиянии Cr и Mn на магнитные взаимодействия в полученных соединениях. С увеличением содержания Cr в фазах усиливается его влияние на подрешетку редкоземельного элемента, что проявляется в неколлинеарном антиферромагнетизме R (R = Tb, Dy) в сверхструктурных фазах $R_4Cr_{1-x}Ga_{12-y}Ge_y$, о чем свидетельствует появление гистерезиса при низких температурах.

В фазах с Mn подрешетка Mn демонстрирует ферромагнитное упорядочение, причем наблюдается тенденция к увеличению T_C с увеличением содержания Mn, т.е. при переходе от неупорядоченных фаз RMn_xGa_3 к сверхструктурным $R_4Mn_{1-x}Ga_{12-y}Ge_y$. Подрешетка Mn заметно влияет на подрешетку R (R = Tb и Dy), вызывая ее частичное ферромагнитное упорядочение ниже T_C, а при низких температурах наблюдается неколлинеарный антиферромагнетизм, связанный с антиферромагнитным упорядочением оставшейся части магнитного момента подрешетки R. Наличие ферромагнитной составляющей в фазах ведет к появлению магнитного гистерезиса, причем наблюдаемая коэрцитивная сила зависит как от природы атома R, так и от содержания Mn, чье увеличение ведет к снижению коэрцитивной силы.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 22-13-00006.

Список использованной литературы:

1. K. A. Benavides, L. J. Treadwell, G. D. Campbell, R. N. McDougald, G. T. McCandless, J. Y. Chan. Structural Stability and Magnetic Properties of LnM_xGa_3 (Ln = Ho, Er; M = Fe, Co; x < 0.2) // *Polyhedron*- **2016** – *114* – pp. 56–61.
2. B. W. Fulfer, J. D. McAlpin, J. Engelkemier, G. T. McCandless, J. Prestigiacomo, S. Stadler, D. C. Fredrickson, J. Y. Chan. Filling in the Holes: Structural and Magnetic Properties of the Chemical Pressure Stabilized $LnMn_xGa_3$ (Ln = Ho-Tm; x < 0.15) // *Chem. Mater* – **2013** – *26* – pp. 1170–1179.
3. B. L. Drake, F. Grandjean, M. J. Kangas, E. K. Okudzeto, A. B. Karki, M. T. Sougrati, D. P. Young, G. J. Long, J. Y. Chan. Crystal Growth, transport, and the Structural and Magnetic Properties of Ln_4FeGa_{12} with Ln = Y, Tb, Dy, Ho and Er // *Inorg. Chem* – **2009** – *42*- pp. 445–456.
4. B. R. Slater, H. Bie, S. S. Stoyko, E. D. Bauer. Thompson, J. D.; Mar, A. Rare Earth Chromium Gallides RE_4CrGa_{12} (RE = Tb–Tm) // *J. Solid State Chem* – **2012** – *196*– pp. 409–415.

УДК 537.9

Функциональная характеризация кристаллов MnSb и композитов MnSb-GaSb

Нехаева Е.И.

лаборант-исследователь, Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Овешников Л.Н.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Харламова А.М.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Припеченков И.М.

аспирант, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Риль А.И.

научный сотрудник, Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук

Джалолиддинзода М.

аспирант, Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”

Давыдов А.Б.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Ганьшина Е.А.

д.ф.-м. н., профессор, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Грановский А.Б.

д.ф.-м. н., профессор, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Аннотация. *В работе обсуждаются результаты характеризации свойств кристаллов MnSb и композита MnSb-GaSb. Структурные исследования подтверждают сохранение параметров фазы MnSb при добавлении GaSb. Магнитные и магнитооптические свойства рассматриваемых систем также оказывают аналогичны. Анализ магнетотранспортных данных выявляет различия в температурной эволюции кривых магнетоспоротивления, а также температурной зависимости амплитуды аномального эффекта Холла для кристалла MnSb и композита MnSb-GaSb. Данное поведение связывается с наличием растворённых атомов марганца в матрице GaSb.*

Ключевые слова: *высокотемпературные ферромагнетики, ферромагнитные композиты, магнитные и магнитооптические свойства, магнетотранспорт*

Functional characterization of MnSb crystals and MnSb-GaSb composites

Nekhaeva E.I.

Research Assistant, National Research Center «Kurchatov institute»

Oveshnikov L.N.

PhD, Senior Researcher, P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

Kharlamova A.M.

PhD, Senior Researcher, Lomonosov Mocow State University

Pripechenkov I.M.

PhD student, Lomonosov Mocow State University

Ril' A.I.

Researcher, N.S. Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry of the Russian Academy of Sciences

Jaloliddinzoda M.

PhD student, National University of Science and Technology ''MISiS''

Davydov A.B.

PhD, Senior Researcher, P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

Gan'shina E.A.

Dr.Sc., Professor, Lomonosov Mocow State University

Granovsky A.B.

Dr.Sc., Professor, Lomonosov Mocow State University

Annotation. *In this work we disucuss the results of characterizing the properties of MnSb crystals and the MnSb-GaSb composite. Structural studies confirm the preservation of the parameters of the MnSb phase upon addition of GaSb. Magnetic and magneto-optical properties of systems under study are also similar. Analysis of magnetotransport data reveals differences in the temperature evolution of magnetoresistance curves, as well as the temperature dependence of the anomalous Hall effect amplitude for the MnSb crystal and the MnSb-GaSb composite. This behavior is associated with the presence of diluted manganese atoms in the GaSb matrix.*

Keywords: *high-Tc ferromagnets, ferromagnetic composites, magnetic and magneto-optical properties, magnetotransport*

Реализация ферромагнитного (ФМ) состояния в рамках полупроводниковой системы составляется одну из ключевых концепций расширения функциональности спинтронных устройств. Роль ФМ компоненты в такой системе сводится к спиновой поляризации носителей заряда в полупроводниковой матрице, относительно небольшой плотностью которых можно эффективно управлять внешними воздействиями. Поэтому ключевыми требованиями к подобным материалам являются наличие взаимодействия магнитной и проводящей подсистем, а также высокие температуры ФМ упорядочения, определяющие перспективу применения подобных материалов на практике. Создание двухкомпонентных композитных систем позволяет использовать материалы с высокой температурой Кюри, однако, наличие эффективного взаимодействия носителей заряда в матрице с ФМ включениями зависит от множества аспектов конкретной системы, что актуализирует экспериментальные исследования в этой области. Антимонид марганца (MnSb) характеризуется высокой

температурой Кюри, а также является структурно совместимым с классическими полупроводниками $A^{III}B^{V}$, что обуславливает интерес к данному соединению. Однако, несмотря на довольно подробные исследования его магнитного отклика [1], магнетотранспортные свойства MnSb плохо изучены [2], что ограничивает возможности по анализу свойств композитов на его основе.

В рамках настоящей работы анализировалась связь между магнетотранспортными свойствами кристалла MnSb и композита MnSb-GaSb с высокой долей ФМ компоненты (70%). Кроме того, проводилась подробная характеризация их структурных и магнитных свойств. Важно отметить, что получение кристаллов MnSb осложняется довольно большой областью гомогенности данного соединения, что зачастую приводит к сегрегации фазы Sb. Следы этой фазы наблюдались в исследуемом в настоящей работе кристалле MnSb, что сопровождалось небольшим избытком марганца в основной фазе, однако, для композитного образца детектировались только две целевые фазы GaSb и MnSb. Микроструктурные исследования композита MnSb-GaSb показали довольно однородное пространственное распределение фаз, с характерными размерами областей MnSb порядка 10 мкм. Заметной особенностью в данном случае является отсутствие видимых следов возникновения перколирующей области MnSb, поскольку зёрна MnSb всегда окружены матрицей GaSb. Более детальный анализ показал наличие отдельных зёрен MnSb размером порядка 1 мкм в областях GaSb. Магнитооптические исследования показали, что спектры для кристалла MnSb и композита MnSb-GaSb качественно практически идентичны, что определяет доминантную роль фазы MnSb в формировании магнитных свойств композита MnSb-GaSb. Величины намагниченности насыщения, а также высокие значения температуры Кюри (550-570 К), указывают на то, что элементный состав фазы MnSb в исследованных образцах близок к стехиометрическому соотношению, то есть, лишь малый избыток атомов марганца.

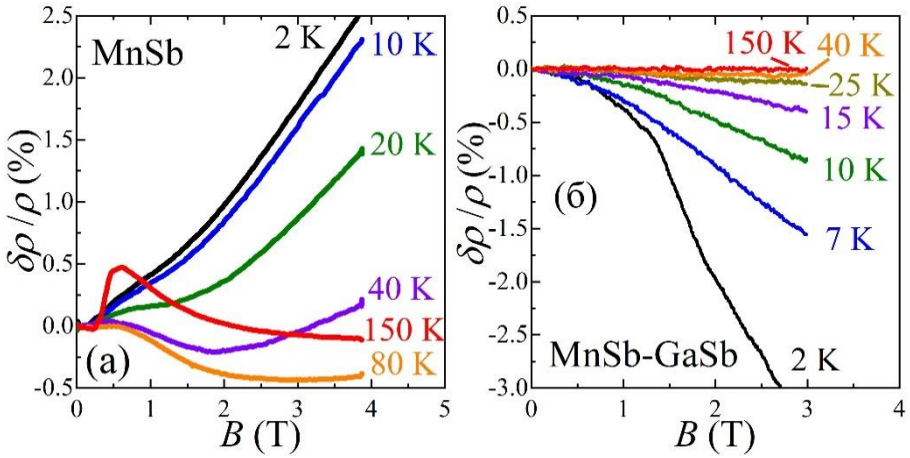


Рис. 1. Кривые магнетосопротивления при различных температурах для (а) кристалла MnSb и (б) композита MnSb-GaSb.

Температурные зависимости сопротивления для обоих образцов демонстрируют выраженный металлический характер, однако, сопротивление композита оказывается заметно выше из-за вклада полупроводниковой матрицы GaSb. Полученные значения проводимости композита не могут быть описаны в рамках простой формулы Ландауэра [3], что может объясняться возможностью формирования дополнительных барьеров на границах фаз GaSb/MnSb или особенностями пространственного распределения зёрен MnSb. Кривые магнетосопротивления (МС) для исследуемых кристаллов показаны на рис. 1. Видно, что для MnSb (рис. 1а) при гелиевой температуре наблюдается отчетливый вклад классического положительного МС, а при повышении температуры проявляется отрицательное МС (ОМС), связываемое со вкладом спин-зависимого рассеяния. Отсутствие ОМС при низких температурах в данном случае указывает на то, что основным источником соответствующего

рассеяния является магнитный беспорядок, порождаемый тепловыми флуктуациями. Для композита MnSb-GaSb (рис. 1б) МС оказывается отрицательным практически во всем температурном диапазоне. Однако, амплитуда ОМС начинает заметно увеличиваться только ниже 25 К. Подобное отличие в поведении указывает на существенный вклад матрицы GaSb в наблюдаемых эффектах.

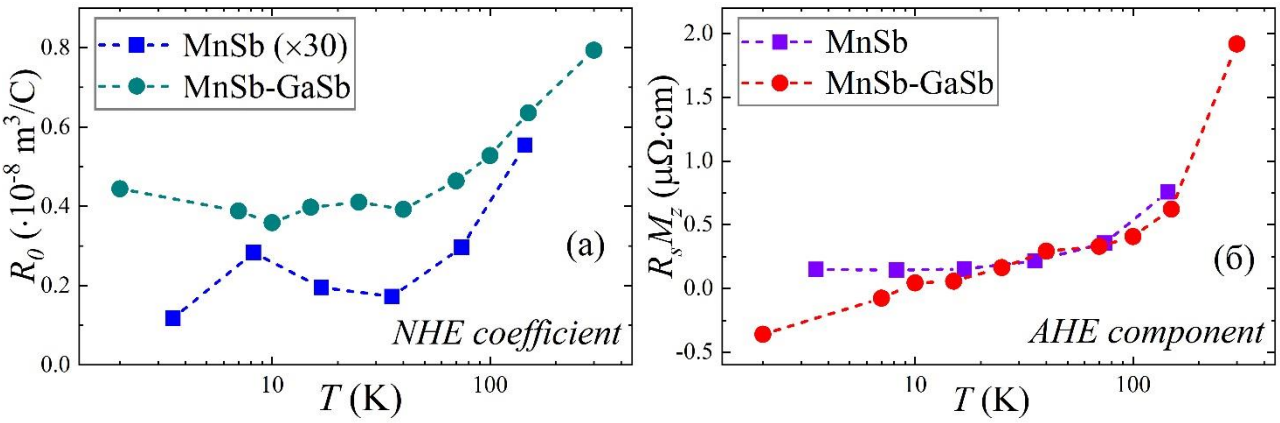


Рис. 2. Температурная зависимость (а) коэффициента нормального эффекта Холла R_0 и (б) амплитуды аномального эффекта Холла для исследуемых образцов. Значения R_0 для кристалла MnSb были умножены на 30 для большей иллюстративности.

Полевые зависимости хооловского сопротивления ρ_{xy} исследуемых образцов оказываются заметно нелинейными, что связывается с наличием вклада аномального эффекта Холла (АЭХ). Для оценки соответствующих эффектов использовалось стандартное представление $\rho_{xy}(B) = R_0 B + R_s M_z$, в котором первое слагаемое характеризует вклад нормального эффекта Холла (НЭХ), а второе – вклад АЭХ. Температурные зависимости коэффициента НЭХ (рис. 2а) качественно схожи для кристалла MnSb и композита и демонстрируют рост величины при увеличении температуры. Однако значения R_0 для MnSb оказываются более чем на порядок ниже, чем в композитном образце, что явно указывает на наличие существенного вклада полупроводниковой матрицы. С другой стороны, значения амплитуды АЭХ (рис. 2б) в исследуемых образцах оказываются близки вплоть до низких температур. Это указывает на то, что при высоких температурах АЭХ в композите определяется исключительно фазой MnSb. Однако расхождение кривых ниже 25 К указывает на возникновения дополнительного вклада в композите. Так, для кристалла MnSb амплитуда АЭХ уменьшается с температурой ввиду корреляции этой величины с удельным сопротивлением системы, но выходит на некоторое плато. С другой стороны, в композите амплитуда АЭХ продолжает меняться и даже становится отрицательной. Учитывая описанные особенности МС и эффекта Холла в композите, причиной наблюдаемого поведения полагается наличие растворённых атомов марганца в матрице GaSb, которые ниже 25 К формируют коррелированное магнитное состояние, по аналогии с разбавленными магнитными полупроводниками.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-73-20220.

Список использованной литературы:

1. T. Okita, Y. Makino. // J. Phys. Soc. Jap. – 1968. – Vol. 25. – p. 120.
2. M. Nogami, M. Sekinobu, H. Doi. // J. Appl. Phys. – 1964. – Vol. 3. – p. 572.
3. R. Landauer. // J. Appl. Phys. – 1952. – Vol. 23. – p. 779.

УДК 537.632

Исследование стабильности и магнитных свойств ферромагнитной фазы сплава Mn-Al-Ga в зависимости от времени измельчения

Нечаев К.С.

магистрант, инженер научного проекта,

Национальный исследовательский технологический университет МИСИС

Важинский Н.М.

магистрант, инженер научного проекта,

Национальный исследовательский технологический университет МИСИС

Фортуна А.С.

аспирантка, ассистент кафедры физического материаловедения,

Национальный исследовательский технологический университет МИСИС

Горшенков М.В.

к. т. н., доцент кафедры физического материаловедения,

Национальный исследовательский технологический университет МИСИС

Аннотация. *Сплав состава $Mn_{54,1}Al_{37,6}Ga_{8,3}$ был измельчен путем ударного механического воздействия с последующим истиранием в агатовой ступке. Дальнейшее измельчение проходило в планетарной шаровой мельнице в течение 1, 3 и 6 часов без использования поверхностно-активных веществ, в связи с чем данный режим был назван «сухим». Для проверки термической стабильности порошка в напряженном состоянии образец после 6 часов помола был отожжен при 700 °C в течение 20 минут. По данным полученным после каждой стадии механического измельчения и отжига были установлены закономерности изменения магнитных свойств и фазового состава образца, размера и формы частиц, а также параметров решетки и степени тетрагональности τ-фазы. Показана высокая механическая стабильность ферромагнитной фазы при выбранных режимах измельчения. На основании полученных данных выдвинуто предположение, что механическое измельчение продолжительностью более 3 часов приводит к изменению параметров решетки и степени тетрагональности за счет химического перераспределения компонентов в τ-фазе и равновесной фазе β-Mn, что также наблюдается при последующем отжиге. Данное изменение приводит к снижению значений* I_{max} *и* I_r*, понижая магнитные свойства сплава. Отжиг, снимая внутренние напряжения, уменьшает вклад антиферромагнитного взаимодействия атомов Mn, что приводит к повышению значений* I_{max} *и* I_r*.*

Ключевые слова: *MnAl, Mn-Al-Ga, магнитотвердые материалы, микроструктура, фазовые превращения, помол*

Investigation of stability and magnetic properties ferromagnetic phase of Mn-Al-Ga alloy depending on milling time

Nechaev K.S.,

Masters' student, science project engineer,

National University of Science and Technology MISIS

Vazhinsky N.M.,

Masters' student, science project engineer,

National University of Science and Technology MISIS

Fortuna A.S.,

Postgraduate student, assistant of Physical material science Department,

National University of Science and Technology MISIS

Gorshenkov M.V.

Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Department

of Physical material science, National University of Science and Technology MISIS

Annotation. *The alloy composition $Mn_{54,1}Al_{37,6}Ga_{8,3}$ was crushed by mechanical impact followed by abrasion in an agate mortar. Further grinding took place in a planar ball mill for 1, 3 and 6 hours without the use of surfactants, and therefore this mode was called «dry». To check the thermal stability of the powder in the stressed state, the sample was annealed at 700 °C for 20 minutes after 6 hours of milling. According to the data obtained after each stage of mechanical milling and annealing, patterns of changes in magnetic properties and phase composition of the sample, particle size and shape, as well as lattice parameters and the degree of tetragonality of the τ-phase were established. The high mechanical stability of the ferromagnetic phase is shown under the selected milling mode. Based on obtained data, it is assumed that mechanical milling lasting more than 3 hours leads to change in the lattice parameters and tetragonality due to the chemical redistribution of components in τ-phase and equilibrium phase of β-Mn, which is also observed during subsequent annealing. This change leads to decrease in I_{max} and I_r values, reducing the magnetic properties of the alloy. By removing internal stresses, the ignition reduces the contribution of the antiferromagnetic interaction of Mn atoms, which leads to an increase in I_{max} and I_r values.*

Keywords: *Mn-Al, Mn-Al-Ga hard magnetic materials, microstructure, phase transitions, milling*

Глобальное изменение климата приводит к развитию возобновляемых источников энергии и отказу от использования ДВС. С каждым годом появляется множество новых электромашин использующих большое количество электродвигателей. В результате формируется высокий спрос на производство электромоторов, неотъемлемой составляющей которых являются высокопроизводительные постоянные магниты. В настоящее время основными материалами для производства высокопроизводительных постоянных магнитов являются редкоземельные элементы, которые входят в список критически важного сырья [1]. К недостаткам РЗМ постоянных магнитов, таких как Nd-Fe-B и Sm-Co можно отнести токсичность добычи и переработки, неустойчивую геополитическую ситуацию и высокую цену РЗМ элементов, что повышает актуальность поиска высокопроизводительных постоянных магнитов без использования редкоземельных материалов.

Сплавы системы Mn-Al представляют особый интерес в качестве потенциальных материалов для элементов электромеханических машин ввиду отсутствия требований к

миниатюризации и низкой стоимости компонентов [2]. Так, метастабильная при комнатной температуре ферромагнитная τ-фаза $L1_0$ (P4/mmm) системы Mn-Al является перспективным магнитотвердым материалом с относительно высоким теоретическим значением поля анизотропии ~5,7 Тл. Данная фаза имеет намагниченность насыщения I_s=600 кА/м, константу магнитокристаллической анизотропии $K_1=1,7\times10^6$ МДж/м^3, температуру Кюри T_C = 650 K и потенциальное значение максимального магнитного произведения $(BH)_{max}\approx112$ кДж/м^3 [3].

Использование магнитных сплавов MnAl осложняется низкой термической стабильностью τ-фазы. В статье [4] было показано, что легирование бинарного сплава углеродом в количестве 3 ат.% приводит к повышению термодинамической стабильности ферромагнитной фазы. Возможное объяснение данного процесса заключается в том, что атомы углерода, образуя раствор внедрения, понижают диффузионную подвижность атомов Mn и Al, что приводит к более медленному прохождению распада метастабильной фазы на равновесные. Однако увеличение концентрации углерода в сплаве ведет к понижению значения температуры Кюри и константы магнитокристаллической анизотропии. Легирование сплавов Mn-Al 5–9 ат.% Ga позволяет повысить термодинамическую стабильность τ-фазы, замедляя процесс распада [5]. Стабилизация происходит благодаря формированию двух фаз со структурным типом решетки $L1_0$. Исследования показали, что процесс распада ферромагнитной фазы в тройных сплавах Mn-Al-Ga происходит значительно медленнее, чем в двойных сплавах Mn-Al [6]. Более того, легирование Ga не вызывает падения температуры Кюри и константы магнитокристаллической анизотропии, как это наблюдается в случае легирования углеродом, в связи с чем исследование тройной системы Mn-Al-Ga является актуальной задачей. На данный момент зависимость стабильности τ-фазы тройной системы Mn-Al-Ga от механических воздействий не установлена. В связи с чем, целью данной работы является исследование стабильности и магнитных свойств ферромагнитной τ-фазы системы Mn-Al-Ga в результате проведения механической обработки в планетарной шаровой мельнице в течение 1, 3 и 6 часов.

В результате работы было установлено, что в процессе «сухого» низкоэнергетического помола количество ферромагнитной τ-фазы не претерпело значимых изменений, что говорит о ее стабильности при выбранных режимах механической обработки. Порошок после измельчения в ступке имел фазовый состав 88,9 % τ-фазы, 9,5 % γ_2-фазы и 1,6 % фазы β-Mn по объемной доле. После измельчения в течение 6 часов – 85,2 % τ-фазы, 8,5 % γ_2-фазы и 6,3 % фазы β-Mn по объемной доле. Изменение количества равновесной γ_2-фазы находится в пределах ошибки. Рост количества фазы β-Mn может быть обусловлен тем, что выделяющейся в процессе механического измельчения энергии достаточно для протекания процесса распада метастабильной τ-фазы. Порошок после помола в течение 6 часов был подвергнут отжигу при температуре 700 °C в течение 20 минут для проверки термической стабильности сплава в напряженном состоянии. В результате этого фазовый состав изменился и составил 68,4 % τ-фазы, 0,4 % γ_2-фазы, 28,2 % фазы β-Mn и 3,0 % фазы Mn_2O_3 по объемной доле. Образование оксида связано с высокой температурой отжига порошкового образца на воздухе. В результате анализа изменения периодов решетки τ-фазы было установлено, что механическое измельчение продолжительностью более 3 часов приводит к изменению параметров решетки и степени тетрагональности за счет химического перераспределения компонентов в τ-фазе и равновесной фазе β-Mn, что также наблюдается при последующем отжиге.

Анализ изображений, полученных методом СЭМ, от порошка на разных стадиях помола показал, что размер частиц уменьшился с 50-300 мкм до 50-100 мкм. После измельчения частицы приобрели чешуйчатую форму, причем их количество с ростом продолжительности механического измельчения возрастало.

Перед исследованием магнитных свойств во внешнем поле величиной до 2 Тл порошки были намагничены в импульсном магнитном поле величиной 8 Тл, превышающем поле

анизотропии. Некоторые из порошков также были и ориентированы в магнитном поле. Анализ частных петель гистерезиса показал, что H_c при помоле возросло с 125 до 213 кА/м (217 кА/м для ориентированного образца). I_{max} и I_r после помола в ступке равнялись 373 и 173 кА/м соответственно, а после помола в 6 часов – 285 и 137 кА/м (332 и 175 кА/м для ориентированного образца) соответственно. В работе [7] данная тенденция объясняется увеличением плотности дислокаций в теле зерна, приводящим к локальному изменению параметров решетки и расстояния между атомами Mn в позициях [000] и [½½½]. Этот эффект затрудняет движение границ доменов при перемагничивании, увеличивая H_c и I_r. Изменение расстояния между атомами Mn приводит к увеличению антиферромагнитного взаимодействия между ними и уменьшению I_{max}, что и наблюдается при помоле. Дальнейшее измельчение ведет к изменению химического состава фаз образца, в связи с чем I_{max} и I_r уменьшаются. Отжиг приводит к снижению внутренних напряжений и повышает I_{max} до значений, близких к помолу в ступке, несмотря на значимое уменьшение количества τ-фазы.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 23-13-00161.

Список использованной литературы:

1. Mathieux F. et al. Critical raw materials and the circular economy //Publications Office of the European Union: Bruxelles, Belgium. – 2017.
2. Keller T., Baker I. Manganese-based permanent magnet materials //Progress in Materials Science. – 2022. – Т. 124. – С. 100872.
3. Coey J.M.D. Permanent magnets: Plugging the gap // Scripta Materialia. 2012. V. 67. P. 524–529.
4. Zhao S., Wu Y., Zhang C., Wang J., Fu Z., Zhang R., Jiang C. Stabilization of t-phase in carbon-doped MnAl magnetic alloys // Journal of Alloys and Compounds. 2018. V. 755. P. 257–264.
5. Mix T., Bittner F., Müller K.-H. Schultz L., Woodcock T.G. Alloying with a few atomic percent of Ga makes MnAl thermodynamically stable // Acta Materialia. 2017. V.128. P. 160–165.
6. Mix T., Woodcock T.G. Advanced thermal stability investigations of the Mn–Al-Ga system // Results in Materials. 2020. V.5. 100068. P. 1–4.
7. Bittner F. et al. The impact of dislocations on coercivity in L10-MnAl //Journal of Alloys and Compounds. – 2017. – Т. 704. – С. 528-536.

УДК 537.9

Холдейновские цепочки ванадия в NH_4VPO_4OH

Васильев А.Н.

д.ф.-м.н., заведующий кафедрой физики низких температур и сверхпроводимости Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Гиппиус А.А.

д.ф.-м.н., профессор кафедры физики низких температур и сверхпроводимости Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, главный научный сотрудник Лаборатории ЯМР твердого тела Физического института им. П.Н. Лебедева

Журенко С.В.

младший научный сотрудник Лаборатории ЯМР твердого тела Физического института им. П.Н. Лебедева

Овченков Е.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник кафедры физики низких температур и сверхпроводимости Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова,

Ткачёв А.В.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник Лаборатории ЯМР твердого тела Физического института им. П.Н. Лебедева

Шванская Л.В.

д.х.н., ведущий научный сотрудник кафедры кристаллографии и кристаллохимии Геологического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *Исследование низкоразмерных магнитных систем является важным направлением современной физики конденсированного состояния. Один из наиболее интересных примеров таких систем – однородные антиферромагнитные изолированные цепочки целых спинов, описываемые моделью Холдейна. В данной работе исследуется редкий пример таких Холдейновских цепочек на базе ионов ванадия* V^{3+} *–* NH_4VPO_4OH*. Как макроскопическими магнитными измерениями, так и ЯМР-спектроскопией убедительно показано формирование спиновой щели в спектре магнитных возбуждений. Также исследовано низкотемпературное поведение данной системы, в частности, установлено формирование состояния типа спинового стекла ниже ~ 10 К.*

Ключевые слова: *низкоразмерный магнетизм, Холдейновские системы, спиновое стекло, ЯМР*

Haldane chains of vanadium in NH_4VPO_4OH

Gippius A.A.

D.Sc., Professor of the Low Temperature Physics and Superconductivity Department, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov MSU, Chief researcher of the Solid State NMR Laboratory, P.N. Lebedev Physical Institute

Ovchenkov E.A.

Ph.D., Senior researcher of the Low Temperature Physics and Superconductivity Department, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov MSU

Shvanskaya L.V.

D.Sc., Leading researcher of the Department of Crystallography and Crystal Chemistry, Geological Faculty, M.V. Lomonosov MSU

Tkachev A.V.

Ph.D., Senior researcher of the Solid State NMR Laboratory, P.N. Lebedev Physical Institute

Vasiliev A.N.

D.Sc., Head of the Low Temperature Physics and Superconductivity Department, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov MSU

Zhurenko S.V.

Junior researcher of the Solid State NMR Laboratory, P.N. Lebedev Physical Institute

Annotation. *The study of low-dimensional magnetic systems is an important direction of modern condensed matter physics. One of the most interesting examples of such systems are homogeneous antiferromagnetic isolated chains of integer spins, described by the Haldane model. This work examines a rare example of such Haldane chains based on vanadium ions V^{3+} – NH_4VPO_4OH. Both macroscopic magnetic measurements and NMR spectroscopy convincingly demonstrate the formation of a spin gap in the spectrum of magnetic excitations. The low-temperature behavior of this system was also studied, in particular, the formation of a spin glass type state was established below ~ 10 K.*

Keywords: *low-dimensional magnetism, Haldane systems, spin glass, NMR*

Низкоразмерные магнитные структуры представляют удобную платформу для исследования квантовой запутанности, понимание природы которой особенно актуально в современных квантовых технологиях [1]. Важным частным случаем таких систем являются однородные изолированные спиновые цепочки с целыми или полуцелыми спинами, связанными антиферромагнитно. При этом в отличие от случая полуцелых спинов, цепочка целых спинов защищена от внешних возбуждений энергетической щелью Δ, что делает основное магнитное состояние такой системы достаточно устойчивым [2].

К сожалению, такие Холдейновские цепочки довольно редко встречаются в природе, и большинство из известных построено на магнитных ионах Ni^{2+} ($3d^8$) [3]. Известно две Холдейновские системы, построенные на ионах V^{3+} ($3d^2$) со спином S = 1: $AgVP_2S_6$[19] и $Ba_2V(VO_4)_2(OH)$ [20]. Поэтому установление Холдейновского магнитного состояния и его исследование в новой системе из однородных магнитных цепочек ванадия представляет интерес в физике конденсированного состояния и магнитных явлений.

В настоящей работе представлено исследование такой системы NH_4VPO_4OH, в которой октаэдрически скоординированные кислородом ионы V^{3+} образуют почти изолированные цепочки вдоль кристаллической оси *b*. В данной системе не наблюдается магнитного дальнего порядка вплоть до 1.5 К. При этом разные методы указывают на выраженное спин-щелевое состояние. Экспериментальные оценки спиновой щели из ЯМР, температурной зависимости восприимчивости и намагниченности в высоких полях хорошо согласуются между собой и с теоретической оценкой внутрицепочечного интеграла J ~ 100 К.

Методом ЯМР также было установлено формирование состояния типа спинового стекла ниже ~ 10 К, которое можно связать с концевыми спинами Холдейновских цепочек. Несмотря на простую форму линии ЯМР ^{31}P, на кривых ядерной спин-решеточной релаксации наблюдалась двухкомпонентная зависимость во всем исследуемом диапазоне температур (4 – 300 К), что пока сложно объяснить и мотивирует дальнейшие исследования данной системы.

Список использованной литературы:

1. Mishra S. et al. Observation of fractional edge excitations in nanographene spin chains //Nature. – 2021. – Т. 598. – №. 7880. – С. 287-292.
2. Haldane F. D. M. Nonlinear field theory of large-spin Heisenberg antiferromagnets: semiclassically quantized solitons of the one-dimensional easy-axis Néel state //Physical review letters. – 1983. – Т. 50. – №. 15. – С. 1153.
3. Maximova O. V., Streltsov S. V., Vasiliev A. N. Long range ordered, dimerized, large-D and Haldane phases in spin 1 chain compounds //Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences. – 2021. – Т. 46. – №. 4. – С. 371-383.
4. Mutka H. et al. Support for the Haldane conjecture: Gap for magnetic excitations in the quasi-one-dimensional S= 1 Heisenberg antiferromagnet AgVP2S6 //Physical Review B. – 1989. – Т. 39. – №. 7. – С. 4820.
5. Sanjeewa L. D. et al. Hydrothermal Synthesis and Characterization of Novel Brackebuschite-Type Transition Metal Vanadates: Ba2M(VO4)2(OH), M= V3+, Mn3+, and Fe3+, with Interesting Jahn–Teller and Spin-Liquid Behavior //Inorganic Chemistry. – 2015. – Т. 54. – №. 14. – С. 7014-7020.

УДК 537.6

Магнитные свойства ферритов-шпинелей $Co_yZn_xNi_{1-x-y}Fe_2O_4$

Шипкова Е.Д.

Аспирант кафедры магнетизма Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Шерстюк Д.П.

Инженер-исследователь лаборатории роста кристаллов Южно-Уральского государственного университета (национальный исследовательский университет)

Винник Д.А.

д.х.н., ведущий научный сотрудник-заведующий лабораторией Московского физико-технического института (национальный исследовательский университет)

д.х.н., директор НИИ перспективных материалов и технологий ресурсосбережения, заведующий кафедрой материаловедения и физико-химии материалов Южно-Уральского государственного университета (национальный исследовательский университет)

д.х.н., профессор Санкт-Петербургского государственного университета

Живулин В.Е.

к.ф.-м.н. Заведующий лабораторией роста кристаллов Южно-Уральского государственного университета (национальный исследовательский университет)

Перов Н.С.

д.ф.-м. н., профессор кафедры магнетизма Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *В работе были изучены магнитные свойства ферритов-шпинелей с частичным замещением на основе Ni, Zn и Co. Серии исследованных образцов можно описать общей формулой $Co_yZn_xNi_{1-x-y}Fe_2O_4$, при y = 0,5 - 1 и x = =0 - 0,5 с шагом 0,1. Выбранные степени замещения и малый шаг обеспечивают создание материалов, обладающих широким диапазоном магнитных свойств, среди которых можно найти оптимальное решение для конкретных задач.*

Ключевые слова: *ферриты, шпинели, замещенные ферриты, NiZn ферриты, Co ферриты*

Magnetic properties of spinel ferrites $Co_yZn_xNi_{1-x-y}Fe_2O_4$

Shipkova E.D.

Postgraduate student of the Department of Magnetism, Lomonosov Moscow State University

Sherstyuk D.P.

Research Engineer at the Crystal Growth Laboratory, South Ural State University (National Research University)

Vinnik D.A.

Doctor of Chemical Sciences, Leading Researcher-Head of the Laboratory, Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University)

Doctor of Chemical Sciences, Director of the Research Institute of Advanced Materials and Resource-saving Technologies, Head of the Department of Materials Science and Physical Chemistry, Materials of South Ural State University (National Research University)

Doctor of Chemical Sciences, Professor, St. Petersburg State University

Zhivulin V.E.

Ph.D., Head of the Crystal Growth Laboratory at South Ural State University (National Research University)

Perov N.S.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *The magnetic properties of ferrite spinels with partial substitution based on Ni, Zn and Co were studied. The series of studied samples can be described by the general formula $Co_yZn_xNi_{1-x-y}Fe_2O_4$, at y = 0.5 - 1 and x = = 0 - 0.5 with a step of 0.1. The selected degrees of substitution and a small step ensure the creation of materials with a wide range of magnetic properties, among which an optimal solution for specific tasks can be found.*

Keywords: *ferrites, spinels, substituted ferrites, NiZn ferrites, Co ferrites*

Магнитные свойства ферритов частичным замещением различных катионов представляют особый интерес, так как являются достаточно простыми при производстве и в конечном результате обладают широким диапазоном магнитных свойств. Свойства таких ферритов можно настраивать под интересующие требования, частично или полностью замещая в них исходные атомы элементами других. Дополнительная возможность использования малого шага степени замещения позволяет тонко настраивать магнитные свойства под заданные требования.

В работе были исследованы серии образцов $Co_yZn_xNi_{1-x-y}Fe_2O_4$, где x – степень замещения ионами Ni^{2+}, принимающая значения в диапазоне [0..0,5] с шагом по x = 0,1; y – параметр, принимающий значения от 0 до 0,5 с шагом 0,1. Таким образом, всего было синтезировано 6 серий образцов: $Co_{0,5}Zn_{0,5-x}Ni_xFe_2O_4$, $Co_{0,6}Zn_{0,4-x}Ni_xFe_2O_4$, $Co_{0,7}Zn_{0,3-x}Ni_xFe_2O_4$, $Co_{0,8}Zn_{0,2-x}Ni_xFe_2O_4$, $Co_{0,9}Zn_{0,1-x}Ni_xFe_2O_4$ и $CoNi_xFe_2O_4$.

Полученные образцы представляют собой ферриты со структурой шпинели. Синтез и структурная характеризация образцов проведены в Лаборатории роста кристаллов Южно-Уральского государственного университета.

Магнитные свойства образцов были исследованы на вибрационном магнитометре VSM серии LakeShore 7400. Из петель гистерезиса были получены параметры намагниченности насыщения Ms и коэрцитивный силы Hc. Концентрационная зависимость Ms от химического состава образца для серии $Co_{0,6}Zn_{0,5-x}Ni_xFe_2O_4$ представлена на рисунке 1 ниже.

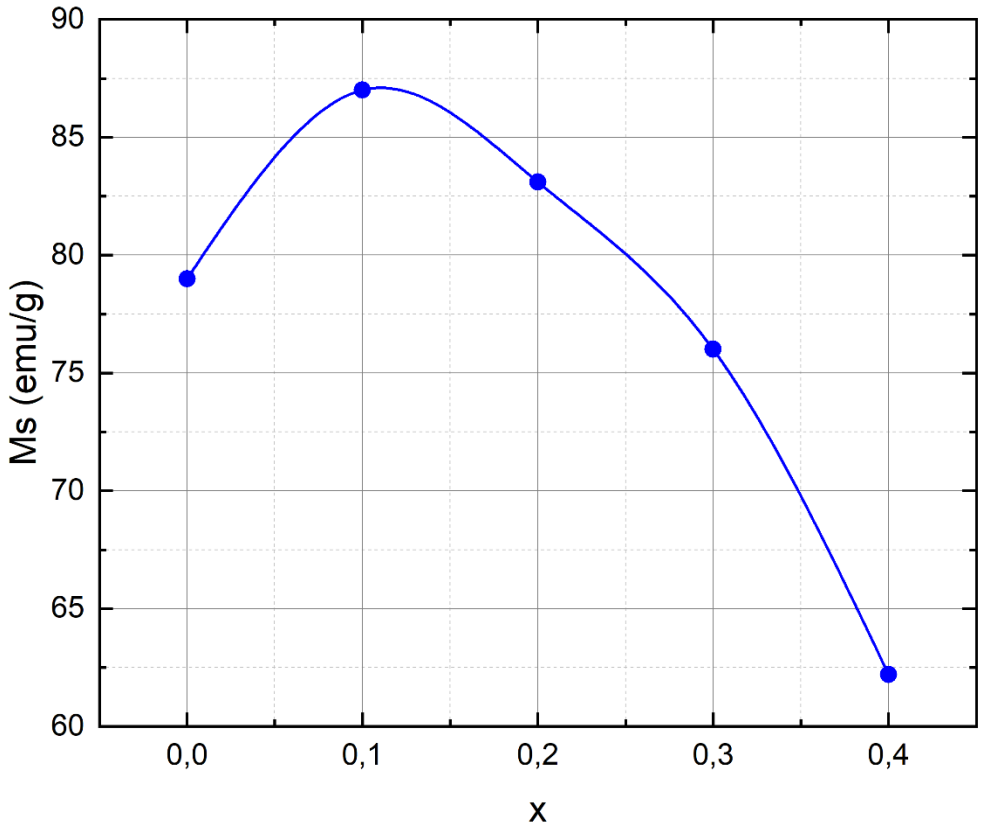


Рис. 1. Концентрационная зависимость Ms от химического состава образца для серии $Co_yZn_xNi_{1-x-y}Fe_2O_4$

Из анализа зависимости Ms(x) видно, что до определенного значения концентрации ионов Ni^{2+} Ms растет, а затем идет на спад. Это можно объяснить перераспределением катионов между структурными позициями шпинели. Ферриты-шпинели имеют 2 типа позиций – тетраэдрические (A) и октаэдрические (B). Соответственно, между ними существует 3 типа взаимодействий – межподрешеточное AB – взаимодействие и внутрирешеточные AA и BB-взаимодействия. По величине взаимодействия они упорядочиваются следующим образом: AB > BB >> AA. Известно, что ионы некоторых элементов выражают предпочтение занимать те или иные позиции. Например, ионы Zn^{2+} стремятся занимать позиции типа A, в то время как ионы Ni^{2+} предпочитают занимать B-позиции. Ионы Co^{2+} не выражают определенных предпочтений и могут занимать как A-позиции, так и B. Учитывая эти особенности и то, что ферримагнетизм в первую очередь обуславливается обменным AB-взаимодействием, можно предположить, что перераспределение катионов способствует росту AB-взаимодействия, что обуславливает увеличение Ms до концентрации x = 0,1. Далее наблюдается спад Ms(x), который вероятно обусловлен уменьшением межподрешеточного AB-взаимодействия. Рост Hc(x) можно объяснить увеличением магнитокристаллической анизотропии подрешеток.

Список использованной литературы:

1. D.A. Vinnik, D.P. Sherstyuk et al., Impact of the Zn-Co content on structural and magnetic characteristics of the Ni spinel ferrites// J. Ceramics International, 2022, Issue 13, p. 18124-18133

2. D.P. Sherstyuk et all., Effect of Co content on magnetic features and SPIN states IN Ni-Zn spinel ferrites// J. Ceramics International, 2021, Issue 47, p. 12163-12169

Работа выполнена при частичной поддержке гранта СПбГУ 10375137.

УДК 546.681.73.76.22

Синтез и магнитные свойства твердых растворов $Ga_{2/3(1-x)}Co_xCr_2S_4$ с x= 0-0.3

Бушева Е.В.

к.х.н., с.н.с. лаборатории магнитных материалов ИОНХ РАН

Денищенко А.Д.

Аспирант МИСиС

Шабунина Г.Г.

к.х.н., с.н.с. лаборатории магнитных материалов ИОНХ РАН

Аннотация. *Синтезированы твердые растворы $Ga_{2/3(1-x)}Co_xCr_2S_4$ с x= 0-0.3 и изучены зависимости их намагниченности и динамической восприимчивости в постоянном и переменном магнитных полях. Определены температуры магнитных переходов. Полученные результаты интерпретированы с помощью кластерной модели образования новых магнитоактивных фаз.*

Ключевые слова: *халькогенидная шпинель, антиферромагнетик, магнитные свойства*

Synthesis and magnetic properties of $Ga_{2/3(1-x)}Co_xCr_2S_4$ solid solutions with x = 0-0.3

Busheva E.V.,

Senior researcher Laboratory of Magnetic Materials, Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry RAS

Denishchenko A.D.,

Postgraduate student Moscow Institute of Steel and Alloys

Shabunina G.G.

Senior researcher Laboratory of Magnetic Materials, Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry RAS

Annotation. *Ga2/3(1-x)CoxCr2S4 solid solutions with x = 0-0.3 were synthesized and the dependences of their magnetization and dynamic susceptibility in constant and alternating magnetic fields were studied. The temperatures of magnetic transitions have been determined. The results obtained are interpreted using a cluster model of the formation of new magnetically active phases.*

Keywords: *chalcogenide spinel, antiferromagnet, magnetic properties*

Работа посвящена получению и исследованию магнитных свойств перспективных магнитно-полупроводниковых материалов – твердых растворов между халькогенидными шпинелями $CoCr_2S_4$ и $Ga_{2/3}Cr_2S_4$, которые представляют большой интерес с фундаментальной точки зрения и актуальны для приложений благодаря необычным магнитным эффектам, свойственным базовым соединениям [1].

Соединение $CoCr_2S_4$ представляет собой ферримагнитный высокоомный полупроводник с температурой Кюри $T_C \approx 225$ К, парамагнитной температурой $\theta \approx -452$ К и магнитным моментом $\mu \approx 3{,}6\ \mu_B$ на формульную единицу. Отрицательный знак константы

Кюри-Вейсса θ_p свидетельствует о преобладании в $CoCr_2S_4$ антиферромагнитных A-X-B взаимодействий, которые стремятся создать ферромагнитный порядок в пределах каждой из магнитных подрешеток (как A, так и B). В итоге подрешетки A и B будут ориентированы антиферромагнитно по отношению друг к другу [2].

Соединение $Ga_{2/3}Cr_2S_4$ является шпинелью с тетраэдрическими A-узлами, в которых находятся как трехвалентные катионы Ga, так и пустоты, в соотношении 2:1. Это обусловливает возможность структурного упорядочения в подобных соединениях. $Ga_{2/3}Cr_2S_4$ имеет полупроводниковый тип проводимости. Относительно магнитной структуры $Ga_{2/3}Cr_2S_4$ исследователи не пришли к окончательному выводу, описывая ее либо как антиферромагнитную с TN= 10-20 K, либо как состояние спинового стекла с Tf=4.5 K [3-4].

Образцы $Ga_{2/3(1-x)}Co_xCr_2S_4$ (x=0-0.3) были получены высокотемпературным синтезом из элементов методом твердофазных реакций. Для получения однофазных образцов требовалось провести три серии отжигов.

Фазовый состав полученных образцов типа шпинели был исследован методом порошковой рентгеновской дифракции (РФА). Рентгенограммы были получены с использованием дифрактометра Bruker D8 ADVANCE (Cu-k_α излучение, в диапазоне 2θ = 10–103˚ с шагом 0.01˚ 2θ). Структурный анализ проводился методом Ритвельда с использованием программы GSAS-II.

Все полученные дифрактограммы для $Ga_{2/3(1-x)}Co_xCr_2S_4$ при x = 0-0.3 представлены на рис. 1. Для структуры шпинели были обнаружены отражения, отвечающие индексам (200), (420) для всех полученных соединений, что свидетельствует о кристаллизации в пространственной группе $F\bar{4}3m$.

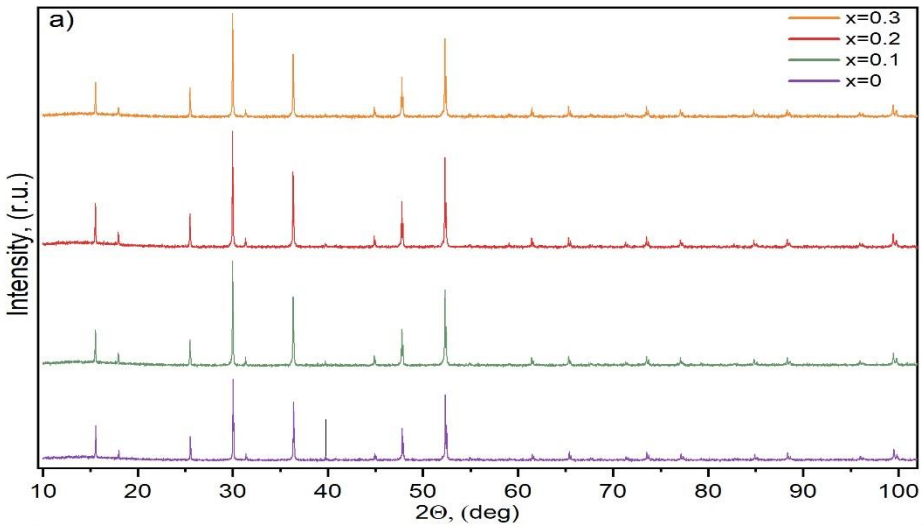


Рис. 1. Дифрактограммы твердого раствора $Ga_{2/3(1-x)}Co_xCr_2S_4$

Параметр решетки (a) и объем решетки (V) линейно возрастают с увеличением концентрации Co, что согласуется с большим ионным радиусом Co^{2+} по сравнению с ионным радиусом Ga^{3+}. Возрастание параметра решетки и объема указывает на непрерывность ряда.

Магнитные свойства однофазных образцов измеряли на приборе PPMS-9 «Quantum Design» в температурном интервале 4–300 K в постоянных и переменных магнитных полях. В ходе ZFC-измерений намагниченности охлаждение вели до температуры жидкого гелия в нулевом магнитном поле, затем, медленно поднимая температуру, регистрировали намагниченность образца в магнитном поле 50 и 100 Э. Измерения FC-кривых проводили в процессе охлаждения в магнитном поле указанной напряженности непосредственно после измерений ZFC.

Полученные температурные зависимости для поликристаллических образцов при x = 0 и x = 0.2 M_{FC} и M_{ZFC} представлены на рис. 2.

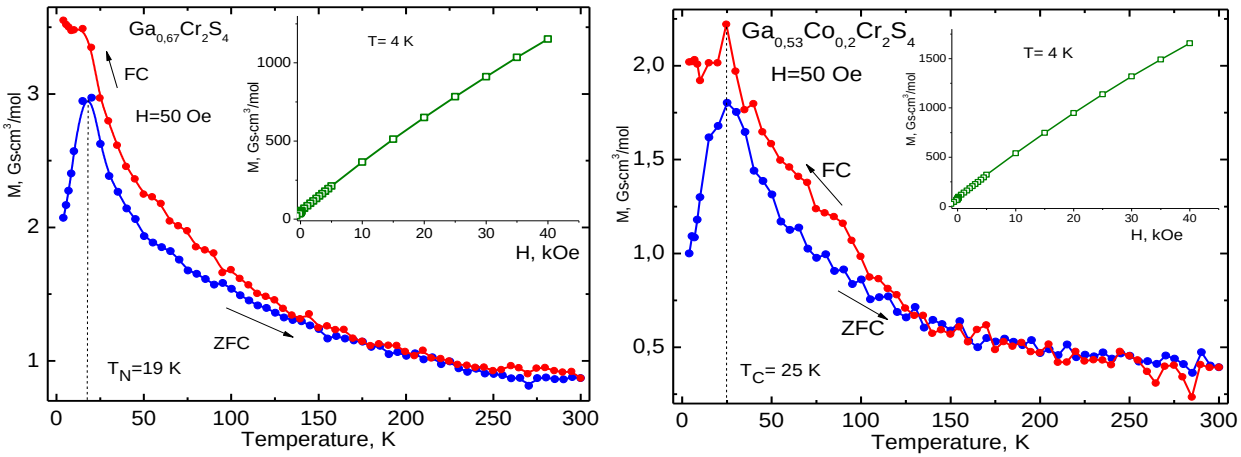


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности $Ga_{2/3(1-x)}Co_xCr_2S_4$. На вставке: Полевые зависимости намагниченности.

На полученных FC/ZFC-кривых наблюдается переход при T_N = 19 K; 21 K; 25 K; 32 K для x = 0-0.3, соответственно.

Полевые зависимости намагниченности снимались при T = 4 K в полях H_{DC} от -40 кЭ до 40 кЭ. Зависимости имеют практически линейный характер, что типично для антиферромагнитного поведения.

Петли гистерезиса всех составов не достигают насыщения, имеют большую коэрцитивную силу, увеличивающуюся с увеличением содержания ионов Co^{2+}, как и остаточная намагниченность.

Были определены константы Кюри-Вейсса θ_p для x=0-0.3, которые для всех составов имеют большое отрицательное значение, что указывает на преимущественно антиферромагнитное обменное взаимодействие у синтезированных составов.

Также были получены зависимости действительной части магнитной восприимчивости (χ') от температуры в нулевом постоянном магнитном поле H_{DC} = 0 Э при различных частотах. Зависимости имеют вид кривых, типичный для антиферромагнитных систем.

Поскольку в рассматриваемых соединениях не выявлены признаки спин-стекольного состояния, то, предположительно, синтезированные нами соединения – это АФМ с присутствием ферромагнитных кластеров, образующихся из-за наличия упорядоченных пустот в А-позиции. Ожидается, что возрастание содержания ионов Co будет способствовать росту числа и размеров ферримагнитных кластеров с дальнейшим образованием магнитных структур типа спинового стекла.

Список использованных источников:

1. Ramirez A.P., Cava R.J., Krajewski J. Colossal magnetoresistance in Cr-based chalcogenide spinels // Nature. – 1997. – V.386. – P.156–159. DOI: 10.1038/386156a0
2. Sagredo V., Moron M.C., Delgado G.E. Magnetic properties of $CoCr_2S_4$ // Physica B.-2006. – V. 384. – P. 82–84. DOI: 10.1016/j.physb.2006.05.156.
3. Brasen D., Vandenberg J.M., Robbins M., Willens R.H., Reed W.A., Sherwood R.C., Pender X.J. Magnetic and crystallographic properties of spinels of the type $A_xB_2S_4$ where A = Al, Ga, and B = Mo, V, Cr // Journal of Solid State Chemistry. –1975. –V.13. –P.298.
4. Nakatani I. Crystallographic and magnetic studies of cation-deficient spinels $M_{2/3+x}Cr_{2-x}S_4$ (M = Al; Ga; In) // Journal of Solid State Chemistry. –1980. –V.35–P. 50–58.

УДК 537.622.6; 537.622.4

Влияние состава инфильтрирующей добавки типа R-Cu-Co на межзеренное обменное взаимодействие и магнитные гистерезисные свойства сплава Nd-Fe-B

Голубятникова А.А.

Лаборант-исследователь отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Шалагинов А.Н.

Лаборант-исследователь отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Андреев С.В.

Старший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Волегов А.С.

к.ф.-м. н., доцент кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *Процесс зернограничной инфильтрации является эффективным способом получения высококоэрцитивных постоянных магнитов. В данной работе исследовано влияние состава легкоплавких добавок* типа R-Cu-Co (где R = La, Ce, Nd, Gd и Tb) *на магнитные гистерезисные свойства нанокристаллического сплава на основе соединения* $Nd_2Fe_{14}B$*. Показано, что межзеренное обменное взаимодействие подавляется добавкой, содержащей любой РЗМ. Это приводит к увеличению коэрцитивной силы. Локальное изменения магнитокристаллической анизотропии вблизи поверхности зерна оказывает прямое влияние на величину коэрцитивной силы получаемого сплава.*

Ключевые слова: *$Nd_2Fe_{14}B$, постоянные магниты, коэрцитивная сила, зернограничная инфильтрация, обменное взаимодействие*

Influence of the infiltrating additives of R-Cu-Co type on inter-grain exchange interaction and magnetic hysteresis properties of the Nd-Fe-B alloy

Golubiatnikova A.A.

Research Assistant, Department of Solid State Magnetism INSMA UrFU

Shalaginov A.N.

Research Assistant, Department of Solid State Magnetism INSMA UrFU

Andreev S.V.

Senior Researcher, Department of Solid State Magnetism INSMA UrFU

Volegov A.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, INSMA UrFU

Annotation. *The process of grain boundary infiltration is an effective way to produce highly coercive permanent magnets. In this work, the influence of the composition of low-melting additives of R-Cu-Co type (where R = La, Ce, Nd, Gd and Tb) on the magnetic hysteresis properties of nanocrystalline alloy based on* $Nd_2Fe_{14}B$ *compound was investigated. It is shown that the inter-grain exchange interaction is suppressed by an additive containing any rare earth element. This leads to an increase*

in the coercivity. Local changes in magnetocrystalline anisotropy near the grain surface have a direct effect on the coercivity of the resulting alloy.

Keywords: *$Nd_2Fe_{14}B$, permanent magnets, coercivity, grain boundary infiltration, exchange interaction*

Магниты на основе соединения $Nd_2Fe_{14}B$ обладают наибольшими величинами остаточной намагниченности и максимального энергетического произведения из выпускаемых постоянных магнитов. Однако их существенными недостатками являются низкая температура Кюри фазы $Nd_2Fe_{14}B$, составляющая 312 °C, и высокие температурные коэффициенты остаточной индукции и коэрцитивной силы, приводящие к значительному уменьшению характеристик неодимовых магнитов при повышении температуры эксплуатации. Этот факт делает затруднительным или даже невозможным использование неодимовых магнитов в сильных размагничивающих полях при высокой рабочей температуре, например, в электродвигателях. На данный момент эта проблема решается путем легирования исходного сплава тяжелыми редкоземельными металлами, такими как Dy и Tb, что приводит к увеличению H_c при комнатной температуре, и позволяет сохранить ее величину допустимой при повышенных рабочих температурах, но значительно увеличивает стоимость и приводит к уменьшению величины остаточной намагниченности. Высокая цена редкоземельных металлов, что особенно касается тяжелых элементов, сместила вектор исследований в сторону разработки физических принципов создания магнитов без содержания тяжелых РЗМ. Один из способов получения высококоэрцитивных постоянных магнитов, с относительно низким содержанием РЗМ – это процесс межзеренной инфильтрации, при которой, с одной стороны, происходит утолщение зернограничной фазы, а с другой – тяжелые элементы частично проникают вглубь зерен основной фазы, образуя структуру ядро-оболочка.

В данной работе исследовано влияния состава легкоплавких добавок типа R-Cu-Co (где R = La, Ce, Nd, Gd и Tb) на магнитные гистерезисные свойства и межзеренное обменное взаимодействие нанокристаллического магнитотвердого сплава на основе соединения $Nd_2Fe_{14}B$.

Объектом исследования стал промышленно выпускаемый сплав марки MQP-B. Легкоплавкие добавки получены путем плавки чистых компонентов в дуговой печи с аргоновой средой.

Исходный сплав размалывался в шаровой мельнице в течение 5 мин без добавки, а затем совместно с ней на протяжении 5 мин (соотношение 5:1, соответственно). В качестве среды размола использовался этиловый спирт. Готовые смеси были спрессованы в параллелепипеды размером 0,5x0,5x0,5 $мм^3$ и подготовлены к отжигу. Отжиг проводился в вакууме в течение часа, при температурах 600-750 °C. Предельные петли магнитного гистерезиса и зависимости относительной намагниченности от температуры отожженных образцов измерялись посредством установки PPMS DynaCool, с установленной опцией VSM. Зависимости обратимой составляющей магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля измерены с помощью магнитоизмерительной установки MPMS-XL-7 EC с первичным преобразователем на основе СКВИДа.

По результатам экспериментальных исследований магнитной восприимчивости и зависимостей намагниченности от температуры установлено, что константа межзеренного обменного взаимодействия уменьшилась, однако обменное взаимодействие ферромагнитного типа между зернами сохраняется. Установлено, что использование любого РЗМ в составе легкоплавкой добавки приводит к увеличению коэрцитивной силы. Полученные значения H_c показывают, что с помощью более дешевых РЗМ (La, Ce и Gd) можно добиться увеличения коэрцитивной силы на 55 % по сравнению с исходной.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-10104.

УДК 538.955, 66.017

Магнитоструктурные исследования высокоэнтропийных сплавов FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W), полученных методом химического осаждения

Денисова Е.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Чеканова Л.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Важенина И.Г.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Комогорцев С.В.

д.ф.-м.н., доцент, заведующий лабораторией Физики магнитных пленок, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Исхаков Р.С.

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Великанов Д.А.

д.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Кох Д.

научный сотрудник, ФГБНУ Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

Немцев И.В.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, ФГБНУ Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

Аннотация. *В работе представлены результаты исследования микроструктуры и магнитных свойств наноструктурированных покрытий из высокоэнтропийных сплавов FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W), синтезированных методом химического осаждения. Фазово-структурное состояние покрытий исследовано методами рентгеновской дифракции и электронной микроскопии. Магнитные характеристики синтезированных материалов (намагниченность насыщения, коэрцитивная сила, поле локальной анизотропии), исследованы как функции содержания Zn, Zr или W в сплаве FeCoNiP-Me. Магнитные свойства обсуждаются в рамках модели случайной магнитной анизотропии. Определены граничные значения энтропии и энтальпии смешения, способствующие формированию неупорядоченного твердого раствора при получении высокоэнтропийных сплавов на основе FeCoNiP методом химического осаждения.*

Ключевые слова: *высокоэнтропийные сплавы, химическое осаждение, магнитные свойства*

Magneto-structural investigation of FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W) high entropy alloys produced by electroless deposition

Denisova E.A.

Ph.D, senior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Chekanova L.A.

Ph.D, senior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Vazhenina I.G.

Ph.D, senior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Komogortsev S.V.

Ph.D, head of Laboratory of Magnetic Films Physics, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Iskhakov R.S.

Ph.D, professor, chief researcher, Kirensky Institute of Physics, FRC KSC SB RAS

Velikanov D.A.

Ph.D, senior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Kokh D.

researcher, Federal Research Center KSC SB RAS

Nemtsev I.V.

Ph.D, researcher, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *In this work, we describe experimental results concerning the microstructure and magnetic properties of FeCoNiP-Me high-entropy alloys (Me = Zn, Zr, W) nanostructured coatings produced by chemical deposition. The coatings were characterized by X-ray diffraction and electron microscopy. The magnetic characteristics of the synthesized materials (saturation magnetization, coercive force, local anisotropy field were studied as a function of the Zn, Zr or W content in the FeCoNiP-Me alloys. Magnetic properties are discussed within the framework of the random magnetic anisotropy model. The boundary values of entropy and enthalpy of mixing which favor the formation of a disordered solid solution during producing of high-entropy alloys based on FeCoNiP by chemical deposition are determined.*

Keywords: *high-entropy alloys, electroless deposition, magnetic properties*

В настоящее время значительное внимание привлекают так называемые высоко-энтропийные сплавы (ВЭС), определяемые как сплавы, содержащие не менее 5 основных элементов (каждый в диапазоне концентраций 5–35 ат.%) [1]. Такие многокомпонентные сплавы характеризуются повышенной энтропией смешения, сильными искажениями решетки, ослабленной диффузией по сравнению с традиционными сплавами с одним основным элементом, что позволяет получать магнитные сплавы с уникальным сочетанием высокой коррозионной стойкости, прочности, износостойкости и магнитомягких свойств [2]. Известно, что сплавы одинакового химического состава, полученные различными методами характеризуются различной микроструктурой, а, следовательно, и свойствами [3]. В нашей работе представлены результаты исследования влияния таких элементов как Zn, Zr и W на микроструктуру и магнитные характеристики сплавов FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W),

полученных методом химического осаждения. Изменения субмикроструктуры сплавов на основе FeCoNiP при добавлении Zn, Zr или W были исследованы косвенными магнитоструктурными методами.

Методом химического осаждения на медные и стеклянные подложки были синтезированы три серии покрытий $(FeCoNiP)_{100-X}Me_X$ (0< x <22) Me=Zn (серия A); Me=Zr (серия B); Me=W (серия C) с использованием гипофосфита натрия в качестве восстановителя. Были получены покрытия толщиной от 0,6 до 5 мкм. Синтезированные образцы исследовались методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Данные EDX анализа свидетельствуют о равномерном распределении элементов по поверхности и сечении образцов. Были измерены основные магнитные характеристики материала (намагниченность насыщения M_0, константа обменного взаимодействия A, величины полей локальной магнитной анизотропии H_a, характерные размеры неоднородности магнитной анизотропии R_C) как функции содержания Zn, Zr или W в сплаве FeCoNiP-Me. Дополнительно были проведены измерения интегральных магнитных характеристик: ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР) и коэрцитивной силы, определяемых субмикроструктурой образцов, что позволило извлечь дополнительную информацию об формировании наноструктурированных фаз в процессе химического осаждения.

Данные рентгеновской дифракции, магнитных измерений свидетельствуют о формировании ОЦК нанокристаллических твердых растворов $(FeCoNiP)_{100-X}Zn_X$, параметры решетки которых хорошо согласуются с правилом Вегарда при x < 22 ат%. Размер области когерентного рассеяния, оцененный по формуле Шеррера, изменяется в пределах 12-20 нм в зависимости от содержания Zn. Пленки и покрытия $(FeCoNiP)_{100-X}W_X$ представляют собой ОЦК твердый раствор (ТР) для x <17 ат%. Для сплавов $(FeCoNiP)_{100-X}Zr_X$ увеличение концентрации Zr до 7 ат% приводит к частичной аморфизации сплава, при концентрации Zr свыше 15 ат% сплавы серии B рентгеноаморфны.

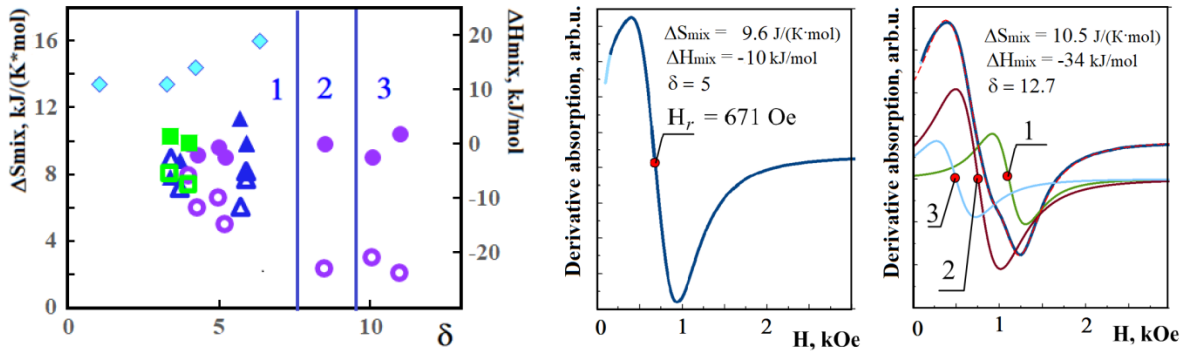
В случае ВЭС определяющими факторами формирования твердого раствора или аморфной фазы при сплавлении элементов являются энтропия смешения ΔS_{mix}, энтальпия смешения ΔH_{mix}, различие в размерах атомов δ. Значения вышеперечисленных величин для сплавов всех серий были рассчитаны по стандартным формулам [1,2] и представлены на рис. 1a. Для сравнения приведены значения ΔS_{mix} для сплавов, полученных методами литья, напыления и механического сплавления [2]. Установлено, что фазовая плоскость может быть разделена на три области, а именно, первая область – это область формирования неупорядоченных ОЦК ТР, вторая – область сосуществования смеси ОЦК ТР и аморфной фазы, в 3-ей области исследуемые сплавы рентгеноаморфны. Оценка влияния ΔS_{mix}, ΔH_{mix} и δ на фазовый состав покрытий из исследуемых сплавов показала, что значения ΔH_{mix} для всех серий образцов во всех областях согласуются с данными, полученными в других работах [2,3], т.е. лежат в пределах интервала значений, способствующих формированию однофазного твердого раствора ($-22 < \Delta H_{mix} < 7$ кДж/моль). При получении ВЭС неравновесным методом химического осаждения однофазный твердый раствор формируется при более низких значениях энтропии смешения $\Delta S_{mix} \sim 9$ Дж/(К·моль), чем при получении ВЭС другими методами ($11 < \Delta S_{mix} < 19.5$ Дж/(К·моль)).

Кривые намагничивания в области больших полей (закон приближения намагниченности к насыщению) для всех величин x исследуемых ВЭС хорошо следуют известному закону Акулова ($\Delta M \sim H^{-2}$), а в меньших полях испытывают кроссовер ($\Delta M \sim H^{-\alpha}$). Показано, что по особенностям кривых намагничивания до насыщения область существования ОЦК ТР делится на 2 подобласти, отличающиеся характером пространственного распространения ряби намагниченности или характеристиками магнитной корреляционной функции. А именно: в области $x < 7$ для сплавов $(FeCoNiP)_{100-X}Zn_X$ наблюдается двухмерное распространение коротковолновой ряби ($\Delta M \sim H^{-1}$), в области $x > 15$ зафиксировано трехмерное распространение ряби, обуславливающее функциональную зависимость $\Delta M \sim H^{-1/2}$. Значения H_a изменяются в пределах от 0,5 до 1 кЭ для образцов серии

С, от 0,1 до 0,4 кЭ для образцов серий А и В. Величины R_c лежат в пределах 6-22 нм для покрытий всех серий. Минимальное значение коэрцитивной силы 20Э наблюдается при максимальном значении R_c.

Исследование спектров ферромагнитного и спин-волнового резонансов позволило получить дополнительную информацию о фазообразовании и формировании микроструктуры образцов в процессе синтеза высоко энтропийных сплавов методом химического осаждения. Из угловой зависимости резонансного поля ФМР для всех серий образцов определено поле перпендикулярной магнитной анизотропии. В случае аморфных сплавов вид спектров ФМР позволяет определить количество ферромагнитных фаз в сплаве. Так из спектров ФМР, представленных на рис. 1б,в, видно, что в сплаве $(FeCoNiP)_{100-X}Zr_X$ с x = 2 регистрируется одна фаза, а для x = 20 можно утверждать о сосуществовании 3-х магнитных фаз, что было невозможно установить по спектру рентгеновской дифракции (аморфный сплав). Для сплава $(FeCoNiP)_{86}W_{16}$ зарегистрирован спектр спин-волнового резонанса, для которого выполняется квадратичный закон дисперсии, что еще раз подтверждает однородность сплава.

Итак, определено влияние химического и фазового состава покрытий на микроструктуру и магнитные характеристики синтезированных образцов. Изучены параметры магнитной наноструктуры (область когерентного рассеяния, величина локальной магнитной анизотропии и ее корреляционный радиус) высокоэнтропийных сплавов полученных методом химического осаждения. Обнаружена корреляция структурных и магнитных характеристик. Установлено, что формирование однофазного твердого раствора в сплавах FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W) наблюдается при более низких значениях энтропии смешения ΔS_{mix} ~ 9 Дж/(К·моль) по сравнению с традиционными методами получения ВЭС вследствие неравновесного характера метода химического осаждения.



а) *б*) *в*)

Рис. 1. Влияние основных факторов ΔS_{mix} (заполненные символы), ΔH_{mix} (незаполненные символы), на фазовый состав покрытий из ВЭС (а). Треугольники- серия А, кружки - серия В, квадраты - серия С, ромбы данные работы [2]. Спектры ФМР в параллельной геометрии эксперимента для пленок FeCoNiP-Zr с различным содержанием Zr: (б)-2% Zr - однофазная пленка,(в)-20% Zr- многофазный сплав (приведен результат разложения спектра ФМР на парциальные лоренцианы)

Список использованных источников:

1. Yeh J.W., Chen S.K., Lin S.J., et al. Nanostructured High-Entropy Alloys with Multiple Principal Elements: Novel Alloy Design Concepts and Outcomes // Adv. Eng. Mater. – 2004. – V. 6. – P. 299.

2. Guo S., Liu C.T. Phase stability in high entropy alloys: Formation of solid-solution phase or amorphous phase// Progress in Natural Science: Materials International. – 2011. – V. 21. – P.433.

3. Miracle D.B., Senkov O.N. A critical review of high entropy alloys and related concepts // Acta Materialia. – 2017. – V. 122. – P. 448.

УДК 537.9

Предсказание упругих свойств сплавов Гейслера, полностью состоящих из переходных металлов, в рамках машинного обучения

Моисеев Д.М.

студент 4-го курса бакалавриата кафедры физики конденсированного состояния
ФГБОУ ВО “ЧелГУ”

Соколовский В.В.

д.ф.-м. н., доцент, профессор кафедры физики конденсированного состояния
ФГБОУ ВО “ЧелГУ”

Байгутлин Д.Р.

младший научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния
ФГБОУ ВО “ЧелГУ”

Аннотация. *Использование методов машинного обучения, включая нейронные сети, в исследовании упругих свойств сплавов Гейслера, позволяет создавать модели и прогнозировать характеристики этих уникальных материалов с высокой точностью, открывая новые перспективы для применения и развития в различных областях науки и техники.*

Ключевые слова: *Машинное обучение, нейронные сети, сплавы Гейслера.*

Prediction of elastic properties of *Heusler* alloys consisting entirely of transition metals in the framework of machine learning

Moiseev D.M.

4th year undergraduate student of the Department of Condensed Matter Physics
Chelyabinsk State University

Sokolovskiy V.V.

Ph.D., Associate Professor, Professor of the Department of Condensed Matter Physics of the Chelyabinsk State University

Baigutlin D.R.

Junior researcher at the Department of Condensed Matter Physics of the Chelyabinsk State University

Annotation. *The use of machine learning methods, including neural networks, in the study of the elastic properties of* Heusler *alloys, allows us to create models and predict the characteristics of these unique materials with high accuracy, opening up new prospects for application and development in various fields of engineering and science.*

Keywords: *Machine learning, neural networks,* Heusler *alloys.*

Многие области наук о материалах требуют оптимизации функций, которые зависят от множества переменных, которые, в свою очередь, связаны между собой по сложным законам. Однако, изучение и оптимизация свойств этих материалов является сложной задачей из-за большого числа их составов. Традиционные подходы, основанные на первопринципных расчётах или экспериментах, могут быть трудоемкими и времязатратными. В последние годы машинное обучение и методы искусственного интеллекта стали мощными инструментами в области материаловедения. Они позволяют анализировать большие объемы данных и находить скрытые связи между составом и структурой материалов и их свойствами. Применение машинного обучения позволяет сократить время и ресурсы, необходимые для исследования и оптимизации свойств материалов, а также существенно сузить область материалов для последующего проведения эксперимента.

Методы машинного обучения уже показали свою эффективность в определении некоторых параметров сплавов Гейслера [1-3]. Сплавы Гейслера – это группа уникальных магнитных материалов, обладающих необычными свойствами, такими как способность к термоупругому эффекту и памяти формы. Их свойства варьируются в зависимости от состава примеси, температуры и давления. Структурные свойства также могут быть успешно описаны на основе алгоритмов искусственного интеллекта. Работа [4] посвящена предсказанию параметров решетки полу-Гейслеровских сплавов. Авторы использовали для обучения экспериментальные данные, что позволило предсказывать параметр решетки сплава на основании ионных радиусов и электроотрицательности компонентов с точностью более 99%.

Для машинного обучения предполагается применять такие методы решения, как алгоритм случайного леса и метод линейной регрессии, который является одним из основных методов анализа данных и прогнозирования в статистике и машинном обучении. Целью метода линейной регрессии является построение линейной модели, которая наилучшим образом описывает эти зависимости. Алгоритм случайного леса базируется на алгоритмах машинного обучения, генерирующих множество классификаторов и разделяющих все объекты из вновь поступающих данных на основе их усреднения.

Для создания дескрипторов использован открытый код Matminer [5]. В качестве входных данных для модели предполагается выбрать дескрипторы, основанные на химическом составе (количество каждого элемента) и свойствах входных элементов (число валентных электронов, электроотрицательность и другие). В случае невозможности точного описания целевых характеристик на основе этих дескрипторов будут также добавлены дескрипторы, основанные на структурных характеристиках (тип симметрии, плотность упаковки и т.д.). Полный список дескрипторов доступен на странице Matminer https://hackingmaterials.lbl.gov/matminer/featurizer_summary.html.

Точность предсказаний можно оценить с помощью стандартного отклонения S, а также коэффициента детерминации R^2. Предварительные результаты оценки работы алгоритма приведены в таблице 1. Чем ближе R^2 к единице, тем лучше модель соответствует данным. На обучающих данных наблюдается низкое отклонение и коэффициент детерминации, близкий к 1. В то же время, алгоритм случайного леса показывает значительно лучшие результаты, по сравнению с линейной регрессией.

Таблица 1 — Оценка точности предсказаний

Параметр оценки	Линейная регрессия	Случайный лес
R^2	0.927	0.989
S, ГПа	19.669	7.776

Чтобы убедиться, что модель не была переобучена, проведена перекрёстная проверка (таблица 2), т.е. разделение исходных данных на несколько подмножеств и обучение модели на одном подмножестве (называемом обучающим набором), а затем тестирование модели на другом подмножестве (называемом тестовым набором). Случайный лес показал себя очень хорошо при обучении, но лишь немного лучше линейной регрессии, при перекрёстной проверке.

Таблица 2 — Результаты перекрёстной проверки

Параметр оценки	Линейная регрессия	Случайный лес
R^2	0.898	0.921
S, ГПа	22.079	18.519

Значения предсказанного и рассчитанного с помощью теории функционала плотности (DFT) модуля объёмной упругости представлены для обоих алгоритмов на рисунке 1. Показано, что алгоритм случайного леса имеет меньший разброс.

а) б)

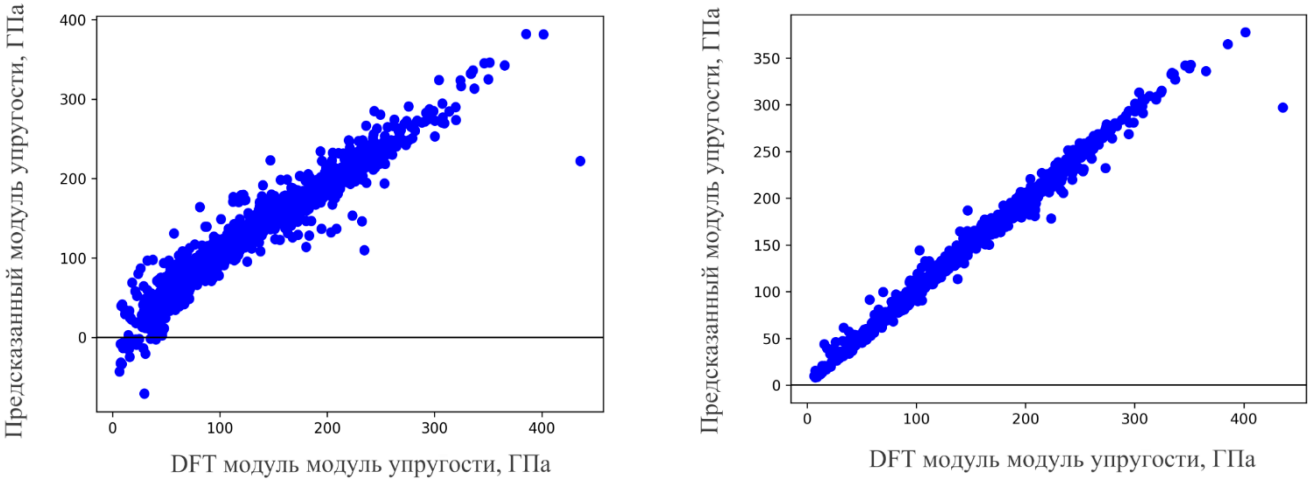


Рисунок 1 — Сравнение модулей объемной упругости, полученных путем DFT расчётов и предсказанных алгоритмами (а — метод линейной регрессии, б — алгоритм случайного леса)

Таким образом, использование машинного обучения и нейронных сетей для анализа и предсказания свойств сплавов Гейслера открывает новые возможности для развития материаловедения и инженерии. Эти технологии позволяют значительно улучшить процесс создания новых материалов с желаемыми характеристиками, что способствует развитию инноваций и улучшению качества продукции.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда РНФ (проект № 24-12-20016).

Список использованной литературы:

1. A. Jain, et al. *APL materials* 1(1) (2013).
2. S. Curtarolo, et al. *Comput. Mater. Sci.* 58, 218-226 (2012).
3. J. Saal, et al. *Jom* 65, 1501-1509 (2013).
4. F. Pedregosa, et al. *JMLR.* 12, 2825-2830 (2011).
5. L. Ward, et al. *Comput. Mater. Sci.* 152, 60-69 (2018).

УДК 537.9

Термоэлектрические свойства сплавов $Me_2FeNiSb_2$ (Me = Ti, Zr, Hf)

Сокол А.С.

студентка 4-го курса бакалавриата кафедры физики конденсированного состояния ФГБОУ ВО “ЧелГУ”

Матюнина М.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики конденсированного состояния ФГБОУ ВО “ЧелГУ”

Бучельников В.Д.

д.ф.-м. н., профессор, заведующий кафедрой физики конденсированного состояния ФГБОУ ВО “ЧелГУ”

Аннотация. *При помощи теории функционала плотности, реализованной в программном пакете VASP проведены исследования термоэлектрических свойств двойных полусплавов Гейслера $Ti_2FeNiSb_2$, $Zr_2FeNiSb_2$ и $Hf_2FeNiSb_2$. Показано, что наименьшей решеточной теплопроводностью κ_L = 2,62 Вт/(м·К) при температуре 300 К обладает сплав $Hf_2FeNiSb_2$. В сплавах $Ti_2FeNiSb_2$, $Zr_2FeNiSb_2$ величина теплопроводности составляет 4,13, 4,03 соответственно.*

Ключевые слова: *термоэлектрические свойства, двойные полусплавы Гейслера, теория функционала плотности.*

Thermoelectric properties of $Me_2FeNiSb_2$ (Me = Ti, Zr, Hf) alloys

Sokol A.S.

4th year undergraduate student, Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University

Matyunina M.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Assistant Professor, Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University

Buchelnikov V.D.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Head of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University

Annotation. *Using the density functional theory implemented in the VASP software package, the thermoelectric properties of double half-Heusler compound $Ti_2FeNiSb_2$, $Zr_2FeNiSb_2$ and $Hf_2FeNiSb_2$ were studies. It is shown that the alloy $Hf_2FeNiSb_2$ has the lowest lattice thermal conductivity κ_L = 2.62 W/(m·K) at a temperature of 300 K. The thermal conductivity $Ti_2FeNiSb_2$ and $Zr_2FeNiSb_2$ alloys, is 4.13 and 4.03, respectively.*

Keywords: *thermoelectric properties, Double Half-Heusler alloys, density functional theory.*

Преобразование отработанного тепла в электрическую энергию является одной из интереснейших задач современного материаловедения, которая способствовала бы решению ряда экологических проблем и экономии ресурсов. С помощью термоэлектрических материалов можно превратить избыточную тепловую энергию в электричество и наоборот. Термоэлектрические. Термоэлектрические свойства половинных сплавов Гейслера

привлекают значительное внимание исследователей [1] благодаря своим исключительным электротранспортным свойствам. Многофункциональные полупроводниковые полусплавы Гейслера в виде трехкомпонентных систем с общей химической формулой XYZ и с валентно-сбалансированным составом широко изучены, однако решеточная теплопроводность (κ_L) данных сплавов достаточно высокая. Например, в ZrCoBi κ_L=10Вт/(м·К), что значительно выше теплопроводности современных термоэлектрических материалов, например, PbTe (κ_L=2Вт/(м·К)). Актуальной задачей материаловедения является поиск новых полупроводниковых материалов с электронными свойствами полусплавов Гейслера, но с более низким значением κ_L. В работе [2] было показано, что так называемые двойные полусплавы Гейслера могут иметь значительно меньшую решеточную теплопроводность, чем тройные, что связано с большим количеством атомов в их элементарной ячейке.

В данной работе методом теории функционала плотности [3,4] с учетом обменно-корреляционных взаимодействий при помощи строго ограниченного специальным образом нормированного функционала SCAN [5] исследованы решеточная теплопроводность κ_L и термоэлектрические свойства сплавов $Ti_2FeNiSb_2$, $Zr_2FeNiSb_2$ и $Hf_2FeNiSb_2$. На рисунке 1 представлена расчетные значения температурной зависимости κ_L исследуемых сплавов. Видно, что при температуре 300 К величина теплопроводности составляет 4,13, 4,03 и 2,62 Вт/(м·К) в сплавах $Ti_2FeNiSb_2$, $Zr_2FeNiSb_2$ и $Hf_2FeNiSb_2$ соответственно. Полученные значения значительно ниже найденных в сплаве ZrCoBi, и находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [6]. При повышении температуры решеточная теплопроводность убывает, что может указывать на перспективность данных материалов в качестве термоэлектрических при более высоких температурах.

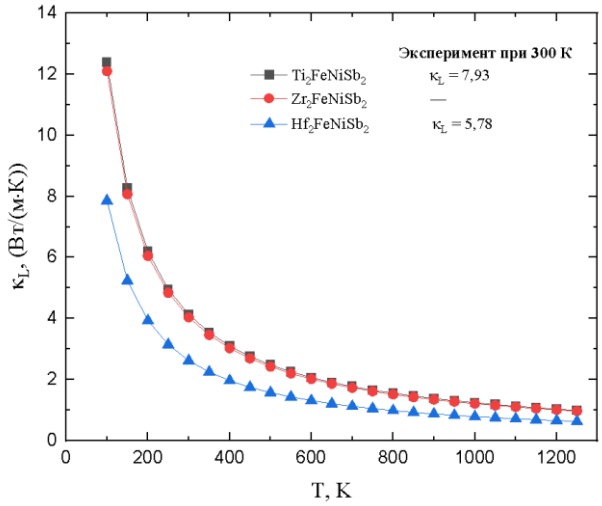


Рисунок 1 – Температурная зависимость решеточной теплопроводности сплавов $Ti_2FeNiSb_2$, $Zr_2FeNiSb_2$ и $Hf_2FeNiSb_2$. Экспериментальные данные приведены из [6].

На основе полученной решеточной теплопроводности в данной работе были также рассчитаны термоэлектрические свойства сплавов: электропроводность (σ), коэффициент Зеебека (s), фактор мощности (PF) и термоэлектрическая добротность (ZT).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ №22-12-20032.

Список использованной литературы:

1. Zeier, W. G., Schmitt, J., Hautier, G.et al// Nature Reviews Materials, 2016, v. 1, pp. 1-10.
2. Anand, S., Wood, M., Xia, Y., Wolverton, C., & Snyder, G. J. // Joule, 2019, v. 3, pp. 1226-1238.

3. Kresse G., Furthmüller J. Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set //Physical review B. – 1996. – Т. 54. – №. 16. – С. 11169.
4. Kresse G., Joubert D. From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method //Physical review b. – 1999. – Т. 59. – №. 3. – С. 1758.
5. Sun J., Ruzsinszky A., Perdew J. P. Strongly constrained and appropriately normed semilocal density functional //Physical review letters. – 2015. – Т. 115. – №. 3. – С. 036402.
6. Hassan M.A., El-Khouly A., Elsehly E.M., et al, // Materials Research Bulletin – 2023 – v. 164. – pp. 1-7.

УДК 537.632

Подавление спин-реориентационного перехода в бинарном гелимагнетике FeP замещением фосфора на мышьяк по данным ЯМР-спектроскопии

Журенко С.В.

Аспирант лаборатория ЯМР твёрдого тела Физический институт академии наук им. П.Н. Лебедева РАН
Кафедра физики низких температур и сверхпроводимости, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Ткачёв А.В.

к.ф.-м. н., с.н.с. лаборатория ЯМР твёрдого тела Физический институт академии наук им. П.Н. Лебедева РАН

Гунбин А.В.

м.н.с. лаборатория ЯМР твёрдого тела Физический институт академии наук им. П.Н. Лебедева РАН

Морозов И.В.

д. х. н., профессор кафедры неорганической химии Химического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Силкин И.Г.

Аспирант кафедры неорганической химии химического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Кошелев А.В.

к.ф.-м. н., м.н.с. Институт экспериментальной минералогии им. акад. Д.С. Коржинского РАН

Гиппиус А.А.

д.ф.-м. н., профессор кафедры Физики низких температур и сверхпроводимости Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова
г.н.с. заведующий лабораторией ЯМР твёрдого тела Физического института академии наук им. П.Н. Лебедева РАН

Аннотация. *Научный интерес к семейству бинарных изоструктурных соединений со структурой типа MnP (B31) CrAs, MnP, FeAs и FeP во многом связан с внутренней*

сложностью их необычной спиральной магнитной структуры, происхождение и детали которой все еще являются предметом дискуссий. В наших ранних работах была подробно исследована магнитная структура FeP и её эволюция во внешних магнитных полях, был обнаружен и описан спин-реориентационный переход в диапазоне внешних магнитных полей 4-7 Тл. В свою очередь, по данным рассеяния нейтронов, в замещенном соединении $FeP_{0.9}As_{0.1}$ образование геликоиды более энергетически выгодно. Нами был синтезирован чистый образец $FeP_{0.9}As_{0.1}$ и проведено исследование магнитной структуры методом ЯМР спектроскопии. Обнаружено, что, в отличии от бинарного FeP, спин-реориентационный переход не наблюдается вплоть до внешних магнитных полей 12 Тл.

Ключевые слова: *геликоидальные магнитные структуры, ЯМР спектроскопия, низкоразмерный магнетизм, магнитные фрустрации*

Spin-reorientation transition suppression in the binary helimagnet FeP by substitution of arsenic for phosphorus as seen by NMR spectroscopy

Zhurenko S.V.

Ph.D. Student Solid State NMR Lab. P.N. Lebedev Physics Institute
Low Temperature and Superconductivity Department Faculty of Physics M.V. Lomonosov Moscow State University

Tkachev A.V.

Ph.D. Senior Researcher Solid State NMR Lab. P.N. Lebedev Physics Institute

Gunbin A.V.

Junior Researcher Solid State NMR Lab. P.N. Lebedev Physics Institute

Morozov I.V.

D.Sc., Professor of the Department of inorganic chemistry, Chemical Faculty M.V. Lomonosov Moscow State University

Silkin I.G.

Ph.D. Student Department of inorganic chemistry, Chemical faculty M.V. Lomonosov Moscow State University

Koshelev A.V.

Ph.D. Junior Researcher Institute of Experimental Mineralogy RAS

Gippius A.A.

D.Sc., Professor of the Low Temperature and Superconductivity Department Faculty of Physics M.V. Lomonosov Moscow State University
Head of Solid State NMR Lab. P.N. Lebedev Physics Institute.

Annotation. *The scientific interest in the family of isostructural compounds with a structure type of MnP (B31) CrAs, MnP, FeAs, and FeP is largely associated with the internal complexity of their unusual spiral magnetic structure, the origin and details of which are still a subject of debate. In our previous work, the magnetic structure of the binary FeP and its evolution in external magnetic fields were thoroughly investigated, and a spin reorientation transition was discovered and described in the range of external magnetic fields of 4-7 T. In turn, neutron scattering data indicate that the*

formation of helicoid is more energetically favorable in substituted compound $FeP_{0.9}As_{0.1}$. A pure sample of $FeP_{0.9}As_{0.1}$ was synthesized by us, and the magnetic structure was studied using NMR spectroscopy. It was found that, unlike the FeP, the spin reorientation transition is not observed up to external magnetic fields of 12 T.

Keywords: *helical magnetic structures, NMR spectroscopy, low-dimensional magnetism, magnetic frustrations*

Научный интерес к семейству изоструктурных соединений со структурой типа MnP (B31) CrAs, MnP, FeAs и FeP во многом связан с внутренней сложностью их необычной спиральной магнитной структуры, происхождение и детали которой все еще являются предметом дискуссий.[1,2] Семейство FeP и FeAs, кристаллизуются в орторомбическую (Pnma) структуру, где каждый атом железа окружен октаэдрически шестью атомами фосфора, когда как железосодержащие сверхпроводники на основе FeAs, такие как LaFeAsO, NaFeAs имеют слоистую структуру P4/nmm, где атом железа окружён четырьмя тетраэдрическими атомами мышьяка. Однако, расстояния и взаимодействие Fe-Fe очень близки: 2.919(1) Å и 2.797(1) Å для FeAs, LaFeAsO ≈2.85 Å, $BaFe_2As_2$ ≈2.80 Å, NaFeAs ≈2.79 Å, что подкрепляет интерес к данному семейству соединений. Кроме того, в 2014 году была открыта сверхпроводимость при высоком давлении в CrAs (T_c ~ 2.2 K при 1 GPa) [3], а в 2015 в MnP (T_c ~ 1 K при 8 GPa).[4] Стоит отметить, что соединения FeP и FeAs, в отличии от MnP и CrAs, имеют очень малый магнитный момент на железе: ≈ $0.37\mu_B$ и ≈ $0.46\mu_B$ в FeP [1] и ≈ 0.5 μ_B для обоих геликоид в FeAs [5,6] что делает данные соединения очень сложным объектом для нейтронных исследований, когда как наличие ядра ^{31}P со спином 1/2 делает FeP удобным объектом для ЯМР-спектроскопии.

По данным мёссбауэровской спектроскопии [2], магнитная структура FeP представляет собой одинарную геликоиду с большим температурно-независимым параметром ангармонизма m ≈ 0.96, т.е. является практически коллинеарной магнитной структурой. Для разъяснения противоречия между данными мёссбауэра и нейтронов нами было проведено подробное исследование FeP методом ЯМР на ядрах ^{31}P. [8, 9] Данное исследование было первое исследование FeP в гелимагнитном состоянии, в парамагнитном состоянии в 1966 году был найден сдвиг при комнатной и азотной температурах. [10] Спектр ЯМР в нулевом внешнем магнитном поле свидетельствует об распределении локальных магнитных полей на ядрах ^{31}P со значительно меньшим параметром ангармонизма, чем из Мёссбуэровской спектроскопии [2]. Обнаружен спин-реориентационный переход в диапазоне внешних магнитных полей 4–7 Тл. ЯМР спектры монокристалла четырёхпиковые, что можно описать двумя парами магнитно-неэквивалентных атомов фосфора, что лучше соотносится с данными рассеяния нейтронов [1].

По данный рассеяния нейтронов [7] предполагается, что при 10% замещения фосфора на мышьяк, не смотря на увеличившийся объём кристаллической решетки, обменные взаимодействия растут и отношения обменов между соседними атомами Fe и через одного лежат дальше от квантовой критической точки образования геликоиды, чем в недопированном FeP и ближе к FeAs по энергетической шкале.

Для проверки этого предположения, нами был синтезирован порошок $FeP_{0.9}As_{0.1}$ и проведена серия ЯМР экспериментов как в нулевом внешнем магнитном поле, так и во внешних полях вплоть до 12 Тл. Из данных спектров определено значение локального магнитного поля на ядрах фосфора: B_{loc} ≈ 0.63 Тл (Рис.1), а небольшое изменение формы ЯМР спектров объясняется возрастанием внешнего магнитного поля B относительно локальных B_{loc}.

ЯМР спектры в нулевом внешнем магнитном поле показывают, что величины локальных магнитных полей и анизотропии на ^{31}P по сравнению с недопированном FeP не изменились. Из серии измеренных в широком диапазоне внешних магнитных полей при T = 5 K спектров ЯМР ^{31}P следует, что спин-реориентционных переход не происходит вплоть

до 12 Тл. Но параметры геликоиды, такие как, параметр ангармонизма, по всей видимости, претерпевают некую эволюцию, что требует более тщательных исследований.

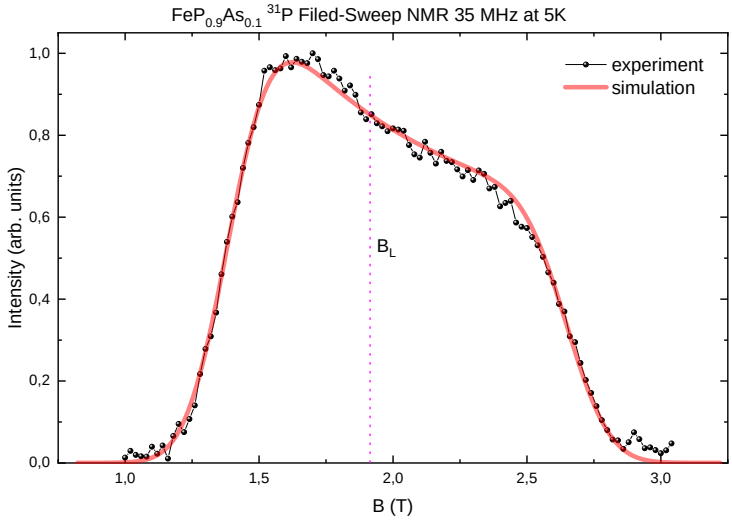


Рис. 1. ЯМР спектр $FeP_{0.9}As_{0.1}$ на ядрах ^{31}P, снятый на фиксированной частоте 35 МГц. Черные точки – экспериментальные данные, красная кривая – симуляция, фиолетовая пунктирная прямая – Ларморовское поле ^{31}P на данной частоте.

Список использованной литературы:

1. Felcher, G. P. et al. Magnetic Structure of Iron Monophosphide. Physical Review B, 3(9), 3046–3052 (1971). DOI:10.1103/physrevb.3.3046
2. Sobolev, A. V. et al. Helical magnetic structure and hyperfine interactions in FeP studied by 57Fe Mössbauer spectroscopy and 31P NMR. Journal of Alloys and Compounds, 675, 277–285 (2016). DOI:10.1016/j.jallcom.2016.03.123
3. Wu, W. et al. Superconductivity in the vicinity of antiferromagnetic order in CrAs. Nat Commun 5, 5508 (2014). DOI:10.1038/ncomms6508
4. Cheng, J.-G. et al. Pressure Induced Superconductivity on the border of Magnetic Order in MnP. Physical Review Letters, 114(11) (2015). DOI:10.1103/physrevlett.114.117001
5. Selte Kari at al. Magnetic Structure and Properties of FeAs. Acta Chemica Scandinavica, 26 (1972), 3101-3113. DOI:10.3891/acta.chem.scand.26-3101
6. Rodriguez, E. E. et al Noncollinear spin-density-wave antiferromagnetism in FeAs. Physical Review B, 83(13) (2011). DOI:10.1103/physrevb.83.134438
7. Selte Kari et al. Magnetic Structures and Properties of FeP(1-x)As(x) Acta Chemica Scandinavica v. 28a p. 957-962 (1974) DOI:10.3891acta.chem.scand.28a-0957
8. A. A. Gippius et al. NMR analysis of the magnetic structure and hyperfine interactions in a FeP binary helimagnetic. Physics of the Solid State, 61(5):723–727, (2019). DOI:10.1134/s1063783419050081
9. A. A. Gippius et al. NMR study of magnetic structure and hyperfine interactions in the binary helimagnet FeP. Physical Review B, 102(21):214416, (2020). DOI:10.1103/PhysRevB.102.214416
10. Stein, B. F. Walmsley, R. H. Magnetic Susceptibility and Nuclear Magnetic Resonance in Transition-Metal Monophosphides. Physical Review, 148(2), 933–939 (1966). DOI:10.1103/physrev.148.933

УДК 537.622.4

Перестройка основных доменов в монокристалле $Nd_2Fe_{14}B$ в области спиновой переориентации

Косолапов Н.А.

аспирант, Физико-технический факультет ТвГУ

Цветков А.И.

ассистент, Математический факультет ТвГУ

Пастушенков Ю.Г.

д.ф.-м.н, профессор, Физико-технический факультет ТвГУ

Аннотация. *Методом магнитооптического эффекта Керра и методом эффекта Фарадея с использованием тонкой пленки феррита-граната изучена перестройка доменной структуры на базисной и призматических плоскостях монокристаллов $Nd_2Fe_{14}B$ в широком интервале температур. Выявлены особенности поведения доменных границ основных доменов в области спин-переориентационного фазового перехода легкая ось – легкий конус.*

Ключевые слова: *спин-переориентационный переход, магнитная доменная структура, доменные границы*

Main domains restructuring of $Nd_2Fe_{14}B$ single crystal in the spin reorientation region

Kosolapov N.A.

postgraduate student, Faculty of Physics and Technology of Tver State University

Tsvetkov A.I.

assistant, Faculty of Mathematics of Tver State University

Pastushenkov Y.G.

Dr.Sc., professor, Faculty of Physics and Technology of Tver State University

Summary. *By the method of the magneto-optical Kerr effect and the Faraday effect by using a ferrite-garnet thin film, the restructuring of the domain structure on the basal and prismatic planes of the $Nd_2Fe_{14}B$ single crystals in wide temperature range were investigated. Peculiarities of behavior of domain walls of main domains in the area of spin-reorientation phase transition are revealed.*

Keywords: *spin-reorientation transition, magnetic domain structure, domain walls*

Характер перестройки магнитной доменной структуры (ДС) соединения $Nd_2Fe_{14}B$ в области спин-переориентационного фазового перехода (СПП) исследован ранее в работах [1-3]. Однако в последнее время появились исследования [4], посвященные анализу поведения ДС в области СПП в тонких магнитных пленках и многослойных структурах, в которых отсутствуют развитые системы замыкающих доменов, характерные для массивных материалов, что позволяет более детально рассмотреть процессы перестройки ДС в области СПП. В связи с этим в данной работе на примере соединения $Nd_2Fe_{14}B$ поставлена задача уточнить характер трансформации магнитной доменной структуры (ДС) в области СПП «легкая ось – легкий конус», сделав акцент на поведение 180-градусных ДГ в широком интервале температур, включающем область СПП.

Такой СПП в соединении $Nd_2Fe_{14}B$ происходит вблизи температуры 135 К. Кроме выполненных ранее методом магнитооптического эффекта Керра наблюдений ДС [1-3], для визуализации ДС в данной работе использован метод, основанный на наблюдении ДС в тонкой прозрачной магнитной пленке, помещенной на поверхность исследуемого образца [5]. Особенностью примененного в данной работе пленочного индикатора (тонкая магнитная пленка феррита-граната $(Bi,Lu)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ толщиной 10 мкм) является выбор состава пленки, соответствующего нулевой магнитокристаллической анизотропии. Такая пленка имеет планарное распределение намагниченности, обусловленное только анизотропией формы пленки. В этом случае собственная ДС пленки отсутствует и не искажает картины ДС в исследуемом образце $Nd_2Fe_{14}B$, как это было в других работах.

Применение тонкопленочного индикатора ДС (контраст ДС обусловлен эффектом Фарадея) позволяет выявлять ДС как за счет контраста доменов, так и контраста их доменных границ при соответствующей установке положений поляризатора и анализатора, что делает возможным выделить картины основных доменов, формирующихся в объеме образца.

На рис.1 а-г показаны картины основных доменов, выявленные на базисной (рис. а-б) и призматической плоскостях монокристаллов $Nd_2Fe_{14}B$ при температуре 145 К и 10 К.

а) б) в) г)

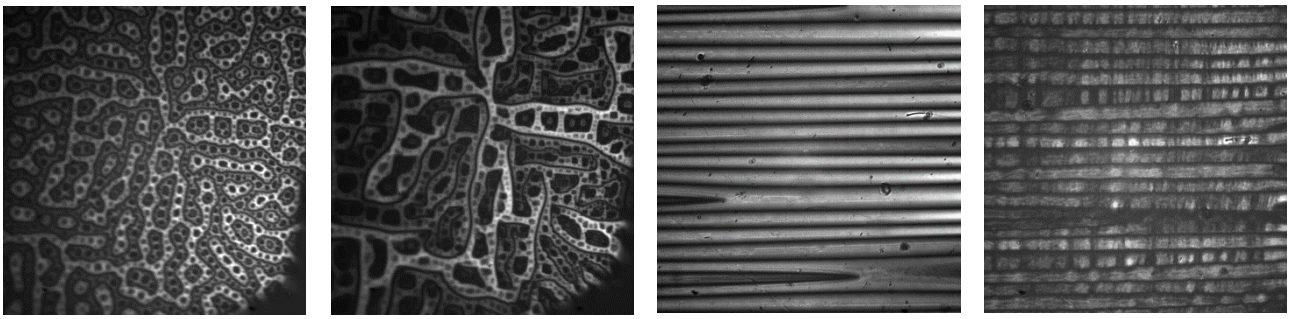


Рис.1. Доменная структура на базисной (а, б) и призматической (в, г) плоскостях монокристаллов $Nd_2Fe_{14}B$ при температурах 145 (а, в) и 10 К (б, г), выявленная с использованием тонкой пленки феррита-граната.

Наблюдения доменной структуры методом Керра и методом Фарадея выполнены на одних и тех же монокристаллических образцах в виде дисков диаметром 3−5 мм в области температур 10 – 300 К. Методика приготовления образцов и техника наблюдений доменной структуры детально описаны в работе [1].

Основное внимание в данной работе уделено поведению в области СПП доменных границ (ДГ), разделяющих основные домены и формирующихся в исследуемом соединении при комнатной температуре (RT), а также новых доменных границ, появляющихся в низкотемпературной области с МКА легкий конус. Эти новые ДГ параллельны базисной плоскости монокристаллов $Nd_2Fe_{14}B$ и, соответственно, перпендикулярны ДГ, разделяющим основные домены в области МКА «легая ось».

Показано, что в соединении $Nd_2Fe_{14}B$, имеющем СПП «легкая ось – легкий конус» при 135 К, ДГ основных доменов, образующие на базисной плоскости при RT характерную лабиринтную структуру, при понижении температуры до 165 К становятся плоскими и выстраиваются перпендикулярно направлениям <100>, а при приближении температуры к 135 К изменяют свое направление и располагаются перпендикулярно направлениям <110>, не меняя своей ориентации во всей области температур, соответствующей типу МКА «легкий конус». Однако градусность части границ изменяется, так как вместо одной оси легкого намагничивания (ОЛН), характерной для высокотемпературной МКА «легкая ось», в низкотемпературной области появляется 4 ОЛН, расположенных на поверхности конуса в кристаллографических плоскостях (110).

На данном этапе работы изучалась возможность экспериментальной количественной оценки поверхностной плотности энергии γ 180-градусных доменных границ как в области

(МКА) типа «легкая ось» (область температур 135 K < T < 300 K), так и в области МКА «легкий конус» (область температур 4,2 K < T < 135 K). Для оценки γ ДГ основных доменов, выявленных методом индикаторной пленки, использовалась формула Киттеля $D = \left(\frac{\gamma \cdot L}{1{,}7 \cdot M_S^2}\right)^{1/2}$ (1) [6], для количественного анализа ДС, полученных методом Керра, применялась формула Боденбергера Хуберта $W = 1{,}24 \cdot \pi\gamma / M_s^2$ (2) [7], где L – толщина образца в виде пластины, легкая ось которой перпендикулярна ее поверхности, M_S - намагниченность насыщения образца, D - ширина основных доменов, W – расстояние между доменными границами основных и замыкающих доменов на поверхности пластины. Полученные результаты также сопоставлены с оценками γ из соотношения $\gamma = 4\sqrt{A \cdot K_1}$ (3) [8], где A – обменная константа, а K_1 – первая константа МКА соединения, и экспериментальными данными, имеющимися в литературе [8, 9].

В частности, для комнатной температуры (293 K) в данной работе получены следующие значения поверхностной плотности энергии доменных границ: 30 мДж/м^2 (1), 25 мДж/м^2 (2), 26 мДж/м^2 (3), что соответствует литературным данным [8, 9].

Список использованных источников:

1. Pastushenkov Yu.G., Forkl A., Kronmüller H. Temperature dependence of the domain structure in $Fe_{14}Nd_2B$ single crystals during the spin-reorientation region // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – № 174. – P. 278–288.
2. Pastushenkov Yu.G., Suponev N.P., Dragon N., Kronmüller H. The magnetic domain structure of $Fe_{14}Nd_2B$ single crystals between 135 and 4 K and the low-temperature magnetization reversal process in Fe-Nd-B permanent magnets // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – № 196-197. – P. 856–858.
3. Пастушенков Ю.Г. Некоторые особенности перестройки доменной структуры в области ориентационных фазовых переходов первого и второго рода // Известия РАН. Сер. физическая. – 2010. – № 10. – С. 1483–1485.
4. Seifert M., Schulz L., Schäfer R., et al. Micromagnetic investigationof domain and domain wall evolution through the spin-reorientation transition of an epitaxial $NdCo_5$ film // New Journal of Physics. – 2017. – № 19. – 033002.
5. Atkinson R., Kubrakov N.F., O'Nell M., Papakonstantinou P. Visualisation of magnetic domain structure through the interaction of their stray fields with magneto-optic garnet films. // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – V. 149. –P. 418-424.
6. Kittel Ch. Theory of structure of ferromagnetic domains in films and small particles // Phys. Rev. – 1946. – V. 70. – P. 965-971.
7. Bodenberger R., Hubert A. Zur Bestimmung der Blochwandenergie von einachsigen Ferromagneten // Phys. Stat. sol. (a). – 1977. – V. 44. – P. K7-K11.
8. Kronmüller H., Fähnle M. Micromagnetism and the microstructure of ferromagnetic solids. Cambridge University Press, 2003. – 432 p.
9. Sagawa M., Fujimura S., Yamamoto H., Matsuura Y., Hirosawa S., Hiraga K. Magnetic properties and microstructure of rare earth-iron-boron permanent magnet materials. // Proc. 4th Int. Symp. on Magn. Anysotropy and Coercivity in RE-TM Alloys. Dayton, 1985. – P. 587-609.

УДК 548.3

Влияние индия на кристаллическую структуру $TbCo_2$

Михайлова А.Б.

к.т.н., с.н.с. Института металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН

Политова Г.А.

к.ф-м.н., с.н.с. Института металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН

Морозов Д.А.

аспирант Института металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН

Ганин М.А.

м.н.с. Института металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН

Аннотация. *С использованием рентгеновского метода Ритвельда изучена структура и фазовый состав магнитных сплавов на основе $TbCo_2$ после допирования атомами индия в различных концентрациях. Показано, что по мере увеличения содержания индия, период решетки соединения $TbCo_2$ изменяется не линейно, ее количесво уменьшается и формируется фаза $Tb_{11}Co_4In_9$.*

Ключевые слова: *Фазы Лавеса, магнитострикция, метод Ритвельда*

Influence of indium on the crystal structure of $TbCo_2$

Mikhailova A.B.

Ph.D, senior researcher of Baykov Institute of Metallurgy and Materials Science RAS

Politova G.A.

Ph.D, senior researcher of Baykov Institute of Metallurgy and Materials Science RAS

Morozov D.A.

Postgraduate student of Baykov Institute of Metallurgy and Materials Science RAS

Ganin M.A.

Senior researcher of Baykov Institute of Metallurgy and Materials Science RAS

Annotation. *Using the Rietveld X-ray method, the structure and phase composition of magnetic alloys based on $TbCo_2$ after doping with indium atoms in various concentrations was studied. It has been shown that as the indium content increases, the lattice parameter of the $TbCo_2$ compound changes significantly, its amount decreases, and the $Tb_{11}Co_4In_9$ phase is formed.*

Key words*: Laves phases, magnetostriction, Rietveld method*

Проблема создания магнитных материалов, обладающих высокими значениями магнитострикции насыщения, а также высокими значениями магнитострикционной восприимчивости в заданном интервале температур и магнитных полей особенно актуальна в настоящее время [1]. Особое место занимают соединения RT_2 (где R – РЗ элемент, T = Fe, Co) – фазы Лавеса со структурой типа $MgCu_2$, обладающие гранецентрированной кубической элементарной ячейкой [2] и уникальным набором магнитных свойств, обусловленных таким строением. При введении в их кристаллическую решетку посторонних атомов, с радиусами атома заметно отличными от основных атомов, происходит изменение длин связей, возникают различные искажения в обоих подрешетках, образуются дефекты [3], которые могут

различным образом влиять на магнитные свойства таких соединений. Поэтому задача изучения фазового состава, кристаллической структуры и магнитных свойств соединения $TbCo_2$ в случае допирования инородными атомами, обладающими отличным строением внешней электронной оболочки, представляет важный практический интерес.

В данной работе методом дуговой плавки были синтезированы поликристаллические образцы твердых растворов с общей формулой $TbCo_{(2-x)}In_x$ (x = 0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40).

Фазовый состав контролировался методом рентгенофазового анализа по данным, полученным при сьемке в CuKα - излучении на дифрактометре Tongda (рис.1). С использованием метода Ритвельда [4] выполнены исследования фазовых превращений и трансформаций кристаллической решетки в полученных сплавах.

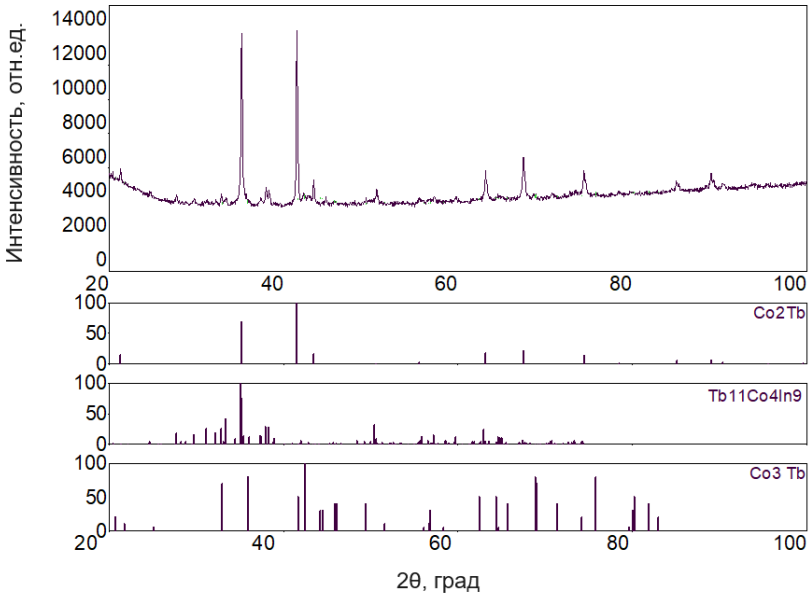


Рис.1. Результаты рентгенофазового анализа сплава $TbCo_{1.75}In_{0.25}$

Было показано, что при введении индия, помимо фазы $TbCo_{(2-x)}In_x$ и фазы $TbCo_3$ формируется фаза $Tb_{11}Co_4In_9$. Ее содержание увеличивается с ростом содержания индия, при этом количество основной фазы $TbCo_{(2-x)}In_x$ последовательно уменьшается (табл.1.).

Таблица 1. Фазовый состав магнитных сплавов $TbCo_{(1-x)}In_x$.

Образец	Фазовый состав, мас%:		
	$TbCo_2$	$TbCo_3$	$Tb_{11}Co_4In_9$
$TbCo_2$	90.4	9.6	-
$TbCo_{1.95}In_{0.05}$	85.1	9.0	5.9
$TbCo_{1.9}In_{0.1}$	76.7,	12.9	10.4
$TbCo_{1.85}In_{0.15}$	70.5	9.8	19.7
$TbCo_{1.8}In_{0.2}$	62.1	6.3	31.6
$TbCo_{1.75}In_{0.25}$	61.4	10.8	27.9
$TbCo_{1.7}In_{0.3}$	50.5	14.2	35.3

$TbCo_{1.65}In_{0.35}$	55.4	12.3	32.3
$TbCo_{1.6}In_{0.4}$	36.7	21.9	41.4

Помимо изменения фазового состава образцов, наблюдается не линейное изменение периода решетки основной фазы $TbCo_{(2-x)}In_x$ по сравнению с образцом без добавки. Для образцов $TbCo_{1.95}In_{0.05}$ и $TbCo_{1.9}In_{0.1}$ происходит его заметное увеличение, связанное с частичным замещением индием атомов кобальта, а затем размеры элементарной ячейки начинают уменьшаться, поскольку позиции атомов тербия в структуре $TbCo_{(2-x)}In_x$ также частично замещаются атомами индия, обладающими меньшим радиусом атома, что согласуемся с результатами полученными в работе [5].

Работа выполнена по государственному заданию № 075-00320-24-00

Список использованных источников:

1.A.E. Clark. Magnetostrictive RFe_2 intermetallic compounds // Handbook on the Physics and Chemistry of Rare-Earth, ed. by K.A. Gschneider, North-Holland publishing company, 1979, p. 231-258
2. Теслюк М.Ю. Металлические соединения со структурами фаз Лавеса. М.Наука 1969 г. 136 стр.
3. Laves F. Vergleich von volumen und abstands kontraktionen in metallischen verbindungen. //Metallwirtschaft, 1936, v. 15, №27, p.631-641
4. Toby B.H. «*R* factors in Rietveld analysis: How good is good enough? »// Powder Diffraction 2006, v. 21, no. 1, pp. 67 – 70.
5. L. Sojka, M. Manyako, R. Cerný, M. Ivanyk, B. Belan, R. Gladyshevskii, Ya. Kalychak, $Nd_{11}Pd_4In_9$ compound – a new member of the homological series based on AlB_2 and CsCl types// Intermetallics. 16.2008. 625–628, https://doi.org/ 10.1016/j.intermet.2008.01.001.

УДК 314.748

Транспортные и магнитные свойства $Mn_{0.75}Co_{2.25}BO_5$

Муфтахутдинов А.Р.

Аспирант, Институт Физики К(П)ФУ

Макарченко А.С.

Младший научный сотрудник, КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН

Еремина Р.М.

Ведущий научный сотрудник, КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН

Фазлижанов И.И.

Старший научный сотрудник, КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН

Мошкина Е.М.

Научный сотрудник, ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Случайное распределение магнитных ионов, смешанная валентность, сильные электронные корреляции и необычное упорядочение зарядов, ведущие к необычным особенностям магнитного упорядочения вызывают научный интерес к образцам людвигитов. Приведены результаты измерений спектров ЭПР, термоэдс и температурной зависимости электросопротивления.*

Ключевые слова: *людвигиты, ЭПР, эффект Зеебека, электросопротивление.*

Transport and magnetic properties $Mn_{0.75}Co_{2.25}BO_5$

Muftakhutdinov A.R.

Postgraduate Student, Institute of Physics of KFU

Makarchenko A.S.

Junior Researcher, KPTI FRC KazSC RAS

Eremina R.M.

Leading Researcher, KPTI FRC KazSC RAS

Fazlizhanov I.I.

Senior Researcher, KPTI FRC KazSC RAS

Moshkina E.M.

Researcher, FRC KSC SB RAS

Annotation. *The random distribution of magnetic ions, mixed valence, strong electronic correlations and unusual ordering of charges, leading to unusual features of magnetic ordering, arouse scientific interest in Ludwigite samples. The results of measurements of the EPR spectra, thermal EMF and temperature dependence of electrical resistance are presented.*

Keywords*: Ludwigites, EPR, Seebeck effect, electrical resistance.*

Введение

Оксибораты со структурой людвигита с формулой $M_2M_eBO_5$ где M_2 и M_e это ионы металлов имеющих валентность 2+ и 3+ соответственно имеют необычные магнитные свойства, включающие в себя в том числе случайное распределение магнитных ионов, смешанную валентность, сильные электронные корреляции и необычное упорядочение зарядов. Эти свойства вызваны пространственной структурой людвигитов. В данной работе изучались свойства людвигита $Mn_{0.75}Co_{2.25}BO_5$.

Ранее у данного соединения изучалась температурная зависимость намагниченности в низких температурах и также описан процесс синтеза [1] в другой статье у данного соединения помимо намагниченности изучалась температурная зависимость теплоемкости в низких температурах [2]. Данные намагниченности подтверждаются в статье [4] и дополняются данными рентгеноструктурного анализа и кристаллографическими параметрами данного соединения. Однако высокотемпературные свойства соединения $Mn_{0.75}Co_{2.25}BO_5$ ранее не исследовались.

В статье [3] изучающей соединение Co_3BO_5 на графиках зависимости теплоемкости от температуры так же наблюдается отклонение от фононного вклада в области 300-400 К и там же происходит скачок энтропии, что совпадает с точками перехода, обнаруженными в образце $Mn_{0.75}Co_{2.25}BO_5$.

Результаты

Были измерены высокотемпературные спектры ЭПР в диапазоне 293-420К (рис. 1Б). Измерения проводились при нагреве образцов в диапазоне полей 0 – 10000 Э. Полученные данные были обработаны в программном пакете MeasurementCommander. Аппроксимация производилась двумя линиями резонанса, из которых были получены данные о ширине линий, их положении и спектральной интенсивности. На графиках зависимости ширины линии ЭПР от температуры (рис. 1А) заметен всплеск в области 330-350 К.

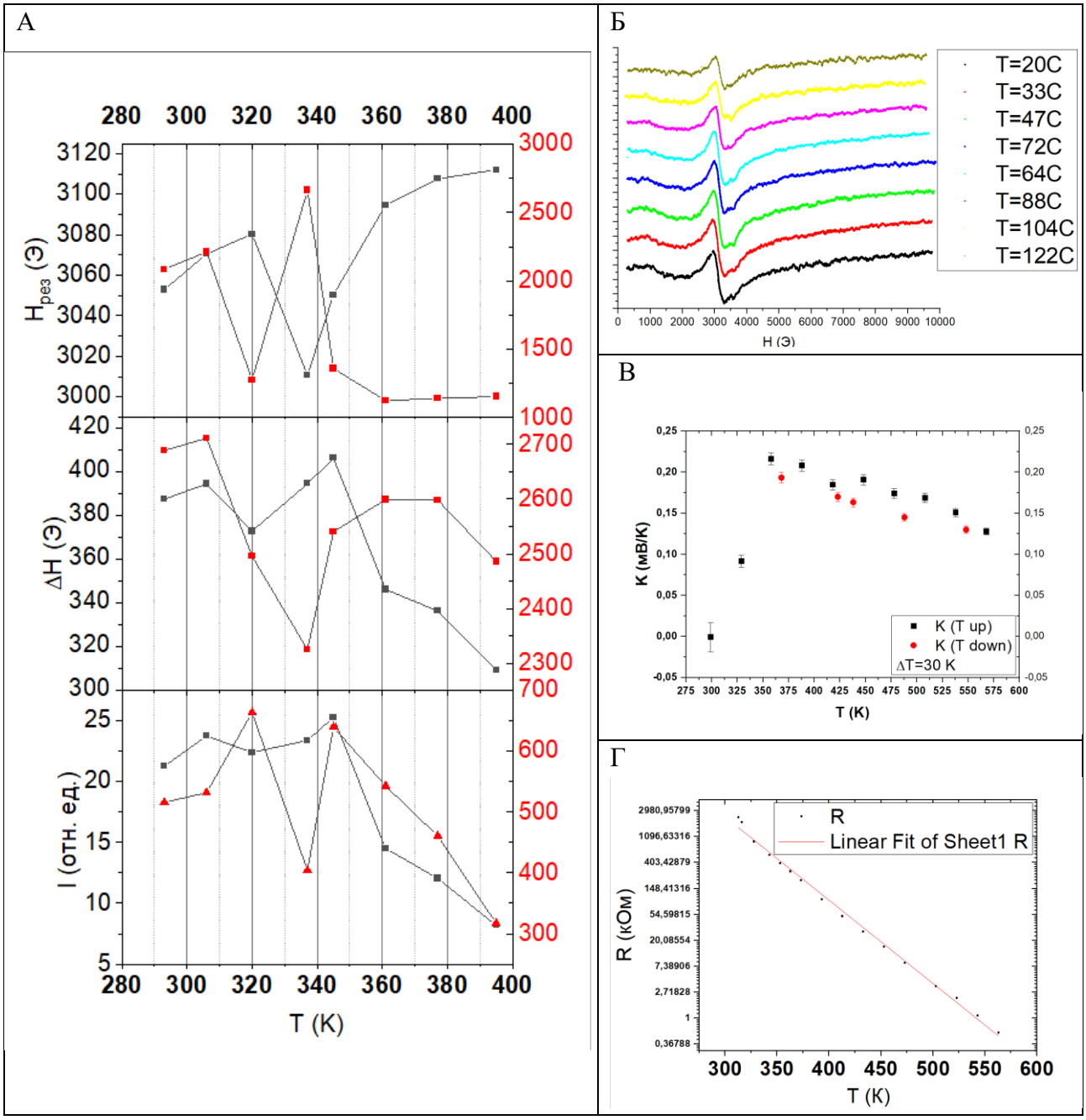


Рисунок 1 ***А:*** *результат обработки спектров ЭПР красным обозначены характеристики первой линии, черным – второй. Оси ординат каждой из линий не совпадают и обозначены соответствующими цветами.* ***Б:*** *высокотемпературные спектры ЭПР образца* $Mn_{3-x}Co_xBO_5$. ***В:*** *Температурная зависимость коэффициента Зеебека. Черным обозначены точки, полученные при нагревании образца, красным – при охлаждении.* ***Г:*** *Температурная зависимость электросопротивления в логарифмической шкале. Красным обозначена аппроксимация обратной экспонентой.*

Также была измерена зависимость коэффициента Зеебека от температуры в диапазоне 275-380К. Измерения производились при помощи зажима между подогреваемыми платиновыми электродами, разница температур между горячим и холодным спаем везде составляет 30 К. Температура на рисунке 1В является температурой холодного спая. Экстремум на графике температурной зависимости термоэдс (рис. 1В), совпадающий по температуре с всплесками на графиках, описывающих резонансные линии говорит о наличии фазового перехода в данной области.

Дополнительно был измерен температурный коэффициент электросопротивления в области температур от 300 до 560К. Характер зависимости говорит о полупроводниковой природе образца с энергией активации E_A=8651,4 ± 272,2 К. Каких-либо заметных отклонений от экспоненциальной зависимости сопротивления в области 330-350 К не обнаружено что хорошо видно на графике зависимости сопротивления от температуры, построенном в логарифмической шкале (рис. 1Г).

Выводы

Обнаружен фазовый переход в области 330-350 К, отражающийся на магнитных и транспортных свойствах образца. Образец обладает полупроводниковым типом проводимости, что видно из температурной зависимости сопротивления. В то же время в области фазового перехода не обнаружено отклонений от экспоненциальной зависимости. Для уточнения природы данного фазового перехода предлагается измерить температурную зависимостью теплоемкости и намагниченности. Совпадение области фазового перехода с похожим образцом Co_3BO_5 позволяет предположить о взаимосвязи данного перехода с наличием Co в кристаллической решетке.

Благодарности

Данное исследование было поддержано Российским научным фондом (проект № 23-72-00047).

Список использованных источников:

1. Bezmaternykh L.N. Kolesnikova E.M., Sofronova S.N., Eremin E.V. Flux growth and magnetism of heterovalent Co-Mn ludwigites // Crystallogenesis and mineralogy, 2013. – Vol. 3.
2. D.V. Popov, T.P. Gavrilova, I.F. Gilmutdinov et al, Magnetic properties of ludwigite $Mn_{2.25}Co_{0.75}BO_5$ // Journal of Physics and Chemistry of Solids, 2021. – Vol. 148.
3. N.V. Kazak, M.S. Platunov, Yu.V. Knyazev, M.S. Molokeev, et al, Spin state crossover in Co_3BO_5 // Physical review B. 2021. – Vol. 103.
4. Yu.V. Knyazev N.B. Ivanova, N.V. Kazak, et al, Crystal structure and magnetic properties of Mn substituted ludwigite $Co_3O_2BO_3$// Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2012. –Vol. 324.

УДК 314.748

Магнитная АС восприимчивость и релаксационные процессы в допированных Y и Bi редкоземельных титанатах гольмия

Немытова О.В.

к.т.н., старший научный сотрудник лаборатории квантовой наноспинтроники, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Ринкевич А.Б.

д.ф.-м.н., член-корреспондент РАН, главный научный сотрудник, руководитель сектора высокочастотной спектроскопии, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Перов Д.В.

к.т.н., старший научный сотрудник лаборатории квантовой наноспинтроники, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Пийр И.В.

д.х.н., главный научный сотрудник лаборатории керамического материаловедения, Институт химии ФИЦ Коми НЦ УрО РАН

Королева М.С.

к.х.н., старший научный сотрудник лаборатории керамического материаловедения, Институт химии ФИЦ Коми НЦ УрО РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитной DC и АС восприимчивости, а также анализу спиновой динамики (релаксационных процессов) допированных иттрием и висмутом редкоземельных титанатов гольмия. Проведена оценка влияния степени допирования, а также типа допирующего элемента на магнитные свойства титаната гольмия. Измерены кривые намагничивания и температурные зависимости восприимчивости. Выполнена оценка температуры Кюри-Вейсса для допированных и недопированных титанатов гольмия. Измерение частотной зависимости АС восприимчивости позволило провести анализ спиновой динамики и оценить характерные времена магнитной релаксации в исследуемых системах.*

Ключевые слова: *титанаты гольмия; температурная зависимость восприимчивости; температура Кюри-Вейсса; динамические магнитные свойства; АС восприимчивость; времена релаксации*

Magnetic AC susceptibility and relaxation processes in Y- and Bi - doped rare earth holmium titanates

Nemytova O.V.

PhD, Senior Scientist of Quantum Nano-spintronics Laboratory, M. N. Miheev Institute of Metal Physics Ural Branch of RAS

Rinkevich A.B.

Dr.Sc., Corresponding Member of RAS, Chief researcher of Quantum Nano-spintronics Laboratory, M. N. Miheev Institute of Metal Physics Ural Branch of RAS

Perov D.V.

PhD, Senior Scientist of Quantum Nano-spintronics Laboratory, M. N. Miheev Institute of Metal Physics Ural Branch of RAS

Piir I.V.

Dr.Sc., Scientist-in-Chief of the laboratory of Ceramic Materials Science, Institute of Chemistry FRC Komi Science Center, Ural Branch of RAS

Koroleva M.S.

PhD, Senior Scientist of the laboratory of Ceramic Materials Science, Institute of Chemistry FRC Komi Science Center, Ural Branch of RAS

Annotation. *The work is devoted to the study of the magnetic DC and AC susceptibility, as well as to the analysis of spin dynamics (relaxation processes) of yttrium- and bismuth-doped rare-earth holmium titanates. An influence of the degree of doping and the type of doping element on the magnetic properties of holmium titanates has been investigated. Magnetization curves and temperature dependences of the susceptibility were measured. The Curie-Weiss temperature for doped and undoped holmium titanates has been estimated. Measurement of frequency dependence of the AC susceptibility allowed us to analyze the spin dynamics and to estimate the characteristic magnetic relaxation times in the studied systems.*

Keywords: *holmium titanates; temperature dependence of susceptibility; Curie-Weiss temperature; dynamic magnetic properties; AC susceptibility; relaxation times*

В последние годы широко исследуется форма геометрической фрустрации, возникающая в системах с ферромагнитно связанными спинами, где наличие локальной анизотропии Изинга приводит к геометрически фрустрированному основному состоянию, препятствующему дальнему магнитному порядку [1]. Именно такая ситуация наблюдается в редкоземельных (РЗ) танатах-пирохлорах гольмия $Ho_2Ti_2O_7$, где магнитные моменты ионов Ho^{3+}, занимающих позиции в вершинах тетраэдров, связаны между собой эффективными ферромагнитными (дипольными) взаимодействиями с $J \sim 1$ K [2]. Сильная локальная анизотропия Изинга в $Ho_2Ti_2O_7$, направленная вдоль оси ⟨111⟩, которая связывает спин с центром тетраэдра, препятствует развитию ферромагнитного порядка [3,4]. В магнитном поле вырождение основного состояния нарушается и образуются упорядоченные магнитные фазы, которые демонстрируют необычную зависимость от магнитного поля, обусловленную медленной динамикой системы [3].

Для проведения экспериментальных исследований методом традиционной твердофазной реакции были синтезированы 5 образцов: $Ho_2Ti_2O_7$, $Y_{1,9}Ho_{0,1}Ti_2O_7$, $Y_{1,75}Ho_{0,25}Ti_2O_7$, $Y_{1,5}Ho_{0,5}Ti_2O_7$, $Bi_{1,5}Ho_{0,5}Ti_2O_7$. Выбор висмута и иттрия в качестве допирующих элементов обусловлен тем, что радиус иона Bi^{3+} значительно больше, а радиус иона Y^{3+} сопоставим с радиусом иона Ho^{3+}. Наша задача оценить, как изменение расстояния между РЗ ионами, обладающих магнитным моментом, а также изменение их концентрации влияет на магнитную DC и AC восприимчивость, а также на динамику спинов (релаксационные процессы) в данной системе. Характеризация исследуемых образцов проводилась методами сканирующей электронной микроскопии и рентгенофазового анализа. Рентгенофазовый анализ подтвердил формирование фазы пирохлора, описываемой пространственной пространственной группой $Fd\bar{3}m$, в том числе, и для титанатов гольмия с высокой степенью допирования. Установлено увеличение параметра элементарной ячейки и расстояния между РЗ ионами при допировании Bi. Допирование же иттрием не оказывает влияние на параметр ячейки и расстояние между РЗ ионами.

Измерение кривых намагничивания при температуре 2 К в магнитном поле до 30 кЭ показало, что упорядоченный магнитный момент в структуре исследуемых титанатов-пирохлоров составил ~ $4.5\mu_B$, что соответствует примерно половине магнитного момента свободного иона Ho^{3+}, равного $10\mu_B$. Это обусловлено тем, что преодоление одноионной анизотропии Изинга требует высоких полей порядка 150 кЭ [3]. Важно отметить, что допирование как Y, так и Bi снижает упорядоченный суммарный магнитный момент примерно одинаковым образом, откуда следует, что изменение параметра элементарной ячейки и расстояния между магнитными ионами при допировании Bi не вносит вклад в намагниченность, а снижение упорядоченного суммарного магнитного момента определяется уменьшением концентрации редкоземельных ионов на единицу объема. По температурным зависимостям $\chi(T)$, измеренным в диапазоне температур от 300 до 2 К в поле 0.3 кЭ, были определены температуры Кюри-Вейсса θ_{cw} для исследуемых титанатов: $Ho_2Ti_2O_7$ – +0.74 К, $Y_{1,5}Ho_{0,5}Ti_2O_7$ – +0.2 К, $Bi_{1,5}Ho_{0,5}Ti_2O_7$ – +0.5 К, $Y_{1,75}Ho_{0,25}Ti_2O_7$ – -0.16 К, $Y_{1,9}Ho_{0,1}Ti_2O_7$ – -0.04 К. Значение θ_{cw} для недопированного титаната гольмия и для титанатов с малой степенью допирования иттрием и висмутом остается положительным, свидетельствуя о том, что между ионами гольмия даже при допировании сохраняется ферромагнитное взаимодействие. Для последних двух составов значения θ_{cw} оказались меньше погрешности определения температуры Кюри-Вейсса.

Для изучения дисперсии восприимчивости и анализа спиновой динамики (определения временен магнитной релаксации) в диапазоне частот от 1 Гц до 1 кГц при амплитуде переменного магнитного поля 1 Э были измерены частотные зависимости АС восприимчивости $\chi_{AC}(f)$.

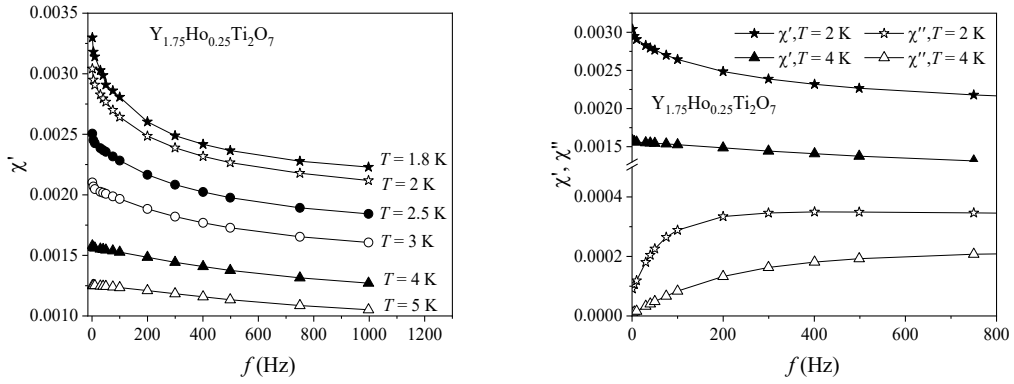


Рис. 1. $\chi'_{AC}(f)$, измеренная при температурах от 1.8 до 5 К (а); $\chi'_{AC}(f)$ и $\chi''_{AC}(f)$, измеренные при температурах 2 и 4 К (b)

Частотная зависимость комплексной АС восприимчивости $\chi'_{AC}(f)$ может быть описана в модели Коула-Коула. В этом случае отклик системы описывается колебаниями системы из K осцилляторов [5] и может быть рассчитан по формуле (1):

$$\dot{\chi}(\omega) = \sum_{k=1}^{K} \left(\chi_k^{\infty} + \frac{\chi_k^0 - \chi_k^{\infty}}{1+(i\omega\tau_k)^{1-\alpha_k}} \right) \quad 0 \le \alpha_k < 1, \tag{1}$$

где $\omega = 2\pi f$ – угловая частота, χ_k^0 – изотермическая магнитная восприимчивость при $\omega \to 0$, χ_k^{∞} – адиабатическая магнитная восприимчивость в высокочастотном пределе. Результаты

аппроксимации $\chi'_{AC}(f)$ формулой (1) для $Y_{1.75}Ho_{0.25}Ti_2O_7$, при K равном 1 или 2, приведены на Рис. 2.

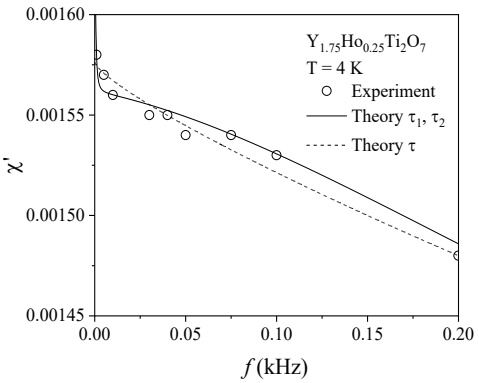


Рис. 2. Результаты аппроксимации частотной зависимости динамической АС восприимчивости для допированного титаната гольмия $Y_{1.75}Ho_{0.25}Ti_2O_7$ для температуры 4 К

Очевидно, что модель с двумя временами релаксации более точно описывает экспериментальные зависимости, чем модель с одним временем релаксации. Для допированного титаната $Y_{1.75}Ho_{0.25}Ti_2O_7$ отклик системы описывается двумя временами спиновой релаксации, которые при температуре 4 К составили $\tau_1 = 3.37 \cdot 10^{-4}$ с и $\tau_2 = 2.56 \cdot 10^{-2}$ с. Оценка времен релаксации для остальных исследуемых образцов дала следующий результат: $Y_{1,5}Ho_{0,5}Ti_2O_7$ – $\tau_1 = 3.42 \cdot 10^{-4}$ с и $\tau_2 = 4.59 \cdot 10^{-2}$ с; $Y_{1,9}Ho_{0,1}Ti_2O_7$ – $\tau_1 = 3.53 \cdot 10^{-4}$ с и $\tau_2 = 3.96 \cdot 10^{-3}$ с; $Bi_{1,5}Ho_{0,5}Ti_2O_7$ – $\tau_1 = 2.70 \cdot 10^{-4}$ с и $\tau_2 = 1.40 \cdot 10^{-4}$ с. Для $Ho_2Ti_2O_7$ получить достоверные данные не удалось. Для всех исследуемых образцов порядок времен релаксации составил от 10^{-2} до 10^{-4} с, что подтверждает факт медленной спиновой динамики для данного класса материалов. Данные времена релаксации $\sim 10^{-4}$ с соответствуют временной шкале односпинового квантового туннелирования [6]. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №24-22-00023. Аттестация образцов выполнена на оборудовании ЦКП «Химия» Института химии ФИЦ Коми НЦ УрО РАН.

Список использованных источников:

1. Introduction to frustrated magnetism. / Claudine Lacroix, Philippe Mendels, Frédéric Mila. – N.Y.: Springer, 2011, – pp.293-329.

2. Bovo L, Bloxsom J.A.,Prabhakaran D., Aeppli G., Bramwell S.T. Brownian motion and quantum dynamicsof magnetic monopoles in spin ice // Nature Commun. – 2017, – № **4**, – p. 1535.

3. Harris M.J., Bramwell S.T., McMorrow D.F., Zeiske T., K.W. Godfrey K.W. Geometrical Frustration in the Ferromagnetic Pyrochlore $Ho_2Ti_2O_7$ // Phys. Rev. Lett. – 1997, – № 79, – p. 2554.

4. Harris M.J., Bramwell S.T., Zeiske T., McMorrow D.F, King P.J.C. Magnetic structures of highly frustrated pyrochlores // JMMM. – 1998, – № 177, – p. 757.

5. Cole K.S.; Cole R.H. Dispersion and absorption in dielectrics. I. Alternating current. // J. Chem. Phys. – 1941, – № 9, – p. 341.

6. Yishu Wang, Reeder T., Karaki Y., Kindervater J., Halloran T., Maliszewskyj N., Yiming Qiu, Rodriguez J.A., Gladchenko S., Koohpayeh S.M., Nakatsuji S., C. Broholm C. Monopolar and dipolar relaxation in spin ice $Ho_2Ti_2O_7$. // Condensed Matter Physics. – 2021, – № 25, eabg0908.

УДК 537.632

Фазово-структурное состояние сплавов τ-MnAl(Ga), полученных при различных скоростях охлаждения

Важинский Н.М.

магистрант, инженер научного проекта,
Национальный исследовательский технологический университет МИСИС

Фортуна А.С.

аспирантка, ассистент кафедры физического материаловедения,
Национальный исследовательский технологический университет МИСИС

Горшенков М.В.

к. т. н., доцент кафедры физического материаловедения,
Национальный исследовательский технологический университет МИСИС

Нечаев К.С.

магистрант, инженер научного проекта,
Национальный исследовательский технологический университет МИСИС

Морозова Т.А.

аспирантка, инженер научного проекта,
Национальный исследовательский технологический университет МИСИС

Аннотация. *Сплав номинального состава $Mn_{55}Al_{36}Ga_9$ был получен 4 различными способами, обеспечивающими разную скорость охлаждения. Два объемных образца были получены индукционной плавкой с последующей закалкой в воду от температуры гомогенизирующего отжига 1100 ºС: один помещался в воду внутри запаянной кварцевой ампулы, а другой закаливался непосредственно в воду. Другие два образца были получены путем закалки из жидкого состояния на медное колесо, вращающееся при линейной скорости 10 м/с и 40 м/с, в виде лент. Таким образом были получены образцы, закаленные с различной скоростью. На этих образцах были установлены закономерности фазовых переходов, протекающих при нагреве, выявлены различия между закономерностями в случае объёмных и быстрозакалённых образцов. На основании полученных данных выдвинуто предположение, что фазовый переход $\gamma_2 \rightarrow \tau$ имеет черты массивного превращения. Измерены магнитные гистерезисные свойства быстрозакалённых лент. Показана высокая термическая стабильность быстрозакалённых лент, легированных галлием.*

Ключевые слова: *MnAl, магнитотвердые материалы, микроструктура, фазовые превращения, быстрая закалка*

Phase and structural state of τ-MnAl(Ga) alloys obtained at different cooling rates

Vazhinsky N.M.

Masters' student, science project engineer,
National University of Science and Technology MISIS

Fortuna A.S.

Postgraduate student, assistant of Physical material science Department,
National University of Science and Technology MISIS

Gorshenkov M.V.

Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Department of Physical material science, National University of Science and Technology MISIS

Nechaev K.S.

Masters' student, science project engineer,
National University of Science and Technology MISIS

Morozova T.A.

Postgraduate student, science project engineer,
National University of Science and Technology MISIS

Annotation. *An alloy with the nominal composition $Mn_{55}Al_{36}Ga_9$ was obtained in four different ways, providing different cooling rates. Two specimens were obtained by induction melting and subsequent quenching into water from a homogenizing annealing temperature of 1100 ºC: one was placed in water inside a sealed quartz ampoule, and the other was hardened directly into water. The other two samples were obtained by quenching from the liquid state onto a copper wheel rotating at linear speeds of 10 m/s and 40 m/s in the form of ribbons. So that produced samples were quenched at different speeds. On these samples, regularities of phase transitions during heating were established, differences between the regularities in the case of bulk and rapidly quenched samples were found. Based on the obtained data, it is suggested that the phase transition $\gamma_2 \rightarrow \tau$ has the massive transformation characteristics. Magnetic hysteresis properties of rapidly quenched ribbons are measured. It is shown a high thermal stability of rapidly quenched ribbons doped with gallium.*

Keywords: *MnAl, hard magnetic materials, microstructure, phase transitions, rapid quenching*

Возрастающее применение электрических машин в различных областях формирует запрос на новые магнитные материалы со свойствами, конкурирующими с магнитотвердыми гексаферритами, когда речь идет как о производительности, так и о массе конечного изделия. Сплавы системы Mn-Al, со структурой ферромагнитной τ-фазы (структурный тип $L1_0$, пространственная группа P4/mmm), имеющей намагниченность I_s = 600 кА/м, константу магнитокристаллической анизотропии K_1 = 1,7×106 МДж/м^3, T_C = 650 K и потенциальное значение максимального магнитного произведения (BH)max ≈ 112 кДж/м^3 [1], представляют интерес с точки зрения использования в элементах электрических машин. Однако свойства имеющихся магнитов на основе τ-MnAl далеки от теоретического значения, определяющего возможности коммерческого их использования, что обусловлено в первую очередь недостаточной термической стабильностью ферромагнитной фазы, затрудняющей их обработку [2].

Легирование сплавов τ-MnAl галлием позволяет повысить стабильность ферромагнитной фазы [3,4], без существенного снижения температуры Кюри и намагниченности насыщения. Целью данной работы являлось установление зависимостей фазового состава и магнитных свойств от скорости охлаждения при получении ферромагнитных сплавов MnAl(Ga).

Сплав номинального состава $Mn_{55}Al_{36}Ga_9$ был получен 4 различными способами, обеспечивающими разную скорость охлаждения. Два объемных образца были получены индукционной плавкой с последующей закалкой в воду от температуры гомогенизирующего

отжига 1100 ºС: один помещался в воду внутри запаянной кварцевой ампулы, а другой закаливался непосредственно в воду. Другие два образца были получены путем закалки из жидкого состояния на медное колесо, вращающееся при линейной скорости 10 м/с и 40 м/с, в виде лент. Таким образом были получены образцы, закаленные с различной скоростью. На этих образцах были установлены закономерности фазовых переходов, протекающих при нагреве, выявлены различия между закономерностями в случае объёмных и быстрозакалённых образцов. На основании полученных данных выдвинуто предположение, что фазовый переход $\gamma_2 \rightarrow \tau$ имеет черты массивного превращения. Измерены магнитные гистерезисные свойства быстрозакалённых лент. Показана высокая термическая стабильность быстрозакалённых лент, легированных галлием.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 23-13-00161.

Список использованной литературы:

1. Coey J.M.D. Permanent magnets: Plugging the gap // Scripta Materialia. 2012. V. 67. P. 524–529.
2. Zhao S., Wu Y., Zhang C., Wang J., Fu Z., Zhang R., Jiang C. Stabilization of t-phase in carbon-doped MnAl magnetic alloys // Journal of Alloys and Compounds. 2018. V. 755. P. 257–264.
3. Mix T., Bittner F., Müller K.-H. Schultz L., Woodcock T.G. Alloying with a few atomic percent of Ga makes MnAl thermodynamically stable // Acta Materialia. 2017. V.128. P. 160–165.
4. Mix T., Woodcock T.G. Advanced thermal stability investigations of the Mn–Al-Ga system // Results in Materials. 2020. V.5. 100068. P. 1–4.

УДК 621.318.122

Актуальность получения сплава на базе Fe-30Cr-23Co с повышенными свойствами

Разин Д.А.

аспирант кафедры «ФМ», ФГАОУ ВО «НИТУ «МИСИС», г. Москва

инженер НПК-10, АО «НПП «Исток» им. Шокина», г. Фрязино

Перминов А.С.

к.ф.-м.н., доцент по кафедре «ФМ», ФГАОУ ВО «НИТУ «МИСИС», г. Москва

Шумкин С.С.

к.т.н., начальник НПК-10, АО «НПП «Исток» им. Шокина», г. Фрязино

Аннотация. *Работа посвящена проводимой научному-исследованию, связанному с получением постоянных магнитов на основе сплава системы Fe-Cr-Co с высоким содержанием Cr и Co, обладающего повышенными магнитными и механическими характеристиками. В работе представлен краткий обзор, включающий технологии обработки (термической и термомагнитной), технологии литья и легирования, которые позволят добиться необходимого результата.*

Ключевые слова: *постоянные магниты, Fe-Cr-Co, магнитные свойства, механические свойства, легирование, термическая обработка, направленная кристаллизация*

The relevance of developing technology for producing an alloy based on Fe-30Cr-23Co with improved properties

Razin D.A.

Postgraduate student of the Department of Physical Materials Science, National University of Science and Technology (MISIS), Moscow 119049, Russia

Engineer, JSC «RPC “Istok” named after Shokin», Fryazino 141190, Russia

Perminov A.S.

Ph.D. of Physico-mathematical Sciences, Associate Professor at the Department of Physical Materials Science, National University of Science and Technology (MISIS), Moscow 119049, Russia

Shumkin S.S.

Ph.D. of Engineering Sciences, Head of RPC-10, JSC «RPC “Istok” named after Shokin», Fryazino 141190, Russia

Annotation. *The work is devoted to ongoing scientific research related to the production of permanent magnets based on an alloy of the Fe-Cr-Co system with a high content of Cr and Co, which has increased magnetic and mechanical characteristics. The work presents a brief overview, including processing technologies (thermal and thermomagnetic), casting and alloying technologies, which will allow achieving the required result.*

Keywords: *permanent magnets, Fe-Cr-Co, magnetic properties, mechanical properties, alloying, heat treatment, directional crystallization*

В настоящее время постоянные магниты получили широкое применение во всех отраслях промышленности, в частности эксплуатации магнитотвердых материалов системы Fe-Cr-Co можно выделить ряд областей: электротехнические изделия (роторы двигатели, реле), электровакуумные приборы СВЧ (клистроны, магнетроны), сепараторы, муфты, магниторезистивные устройства, переменные оптические аттенюаторы, гиротроны и гироскопические системы наведения.

Как правило, постоянных магнитов из магнитотвердых материалов на основе сплавов системы Fe-Cr-Co в составе изделий традиционно применяют в качестве аналога сплавов системы Al-Ni-Co благодаря дешевым сырьевым материалам и высоких показателям механических свойств.

Актуальность работы заключается в тенденциях приборостроения, а именно, повышения магнитных гистерезисных свойств и рабочей температуры магнитов совместно с высоким уровнем механических свойств (сопротивление хрупкому разрушению, сопротивление ползучести, виброустойчивость, радиационная стойкость).

Исследования повышения магнитных характеристик магнитотвердых сплавов системы Fe-Cr-Co на сегодняшний день исследуются активно в мировом сообществе, одними из последних являются работы [1, 2] в которых применяются различные режимы термической и термомагнитной обработки, также можно выделить работы [3-6] в которых исследователи

легируют сплавы системы Fe-Cr-Co добавками Mo, Ti, W. Также известны технологии получения монокристаллических отливок из сплавов системы Fe-Cr-Co [7], в том числе легированных Mo, V.

Однако магнитотвердые материалы системы Fe-Cr-Co с высоким содержанием Cr и Co не изучены в необходимом объеме. В частности, применение сплава 30Х23КА и его аналогов ограничивается параметрами, указанными ГОСТ 24897-81 [8] и технических условиях предприятий. Уже сейчас присутствуют реальные технические устройства, в которых эксплуатационные параметры требуют повышенных магнитных характеристик и одновременно с этим данный сплавы должны обладать высокой устойчивостью к внешним механическим воздействиям.

Таблица 1. Основные магнитные параметры сплавов Fe-30Cr-23Co по ГОСТ 24897-81

Марка	(BH)max, кДж/м^3	H_{CB}, кА/м	B_r, Тл
	не менее		
30Х23К	12	50	0,75
30Х23КА	30	55	1

В рамках проводимой научно-исследовательской работы в подразделении рассматривается возможность получения сплава системы Fe-Cr-Co с повышенными магнитными и механическими характеристиками.

В работе представлена информация о проблеме получения постоянных магнитных материалов из сплавов системы Fe-Cr-Co с повышенным содержанием Cr и Co с улучшенными магнитными и механическими характеристиками. Основная проблема заключается в недостаточном объеме информации в мировом научном сообществе. Проводимые научно-исследовательские работы совместно в ФГАОУ ВО «НИТУ «МИСИС» и АО «НПП «Исток» им. Шокина» позволят расширить знание об сплаве на базе Fe-30Cr-23Co.

Представлен ряд известных на сегодняшний день технологий обработки (термической и термомагнитной), литья и легирования, в которые рассматриваются, как потенциально возможные для получения требуемого магнитотвердого сплава системы Fe-Cr-Co с повышенными магнитными и механическими характеристиками.

Список использованных источников:

1. Altafi M., Ghasemi A., Sharifi E. M. The influence of cold rolling and thermomagnetic treatment on the magnetic and mechanical properties of Fe-23Cr-9Co alloy //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – Т. 491. – С. 165537.
2. Altafi M., Sharifi E. M., Ghasemi A. The effect of various heat treatments on the magnetic behavior of the Fe-Cr-Co magnetically hard alloy //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. – Т. 507. – С. 166837.
3. Mohseni Zonoozi E., Kianvash A. Microstructure, magnetic and mechanical properties of Fe–28Cr–15Co–1Si cast magnets containing Mo and Ti additives //Applied Physics A. – 2020. – Т. 126. – С. 1-9.
4. Arneitz S. et al. Additive manufacturing of an Fe–Cr–Co permanent magnet alloy with a novel approach of in-situ alloying //European Journal of Materials. – 2022. – Т. 2. – №. 1. – С. 475-

497.
5. Zhukova E. K. et al. Effect of tungsten additive on structural transformations in alloys of the Fe–Cr–Co–Ti system //Metal Science and Heat Treatment. – 2015. – Т. 57. – С. 138-142.
6. Belozerov E. V. et al. Features of the post-deformation hardening of Fe-Cr-Co hard magnetic alloys with W and Ga additives //Solid State Phenomena. – 2009. – Т. 152. – С. 54-57.
7. Сидоров Е.В. Получение, структура и свойства монокристаллических постоянных магнитов на основе многокомпонентных твердых растворов железа и кобальта: диссертация доктора технических наук: 05.16.01.- Б.м., 1999. – 419 с.: ил.
8. ГОСТ 24897-81. Материалы магнитотвердые деформируемые. Марки: государственный стандарт Союза ССР : дата введения 1983-01-01 / Госстандарт СССР.- Изд. оффициальное. – М.: Издательство стандартов, 1981.- 8 с.

УДК 621.318.122

Влияние промежуточной термообработки на структуру и магнитные свойства спеченных магнитов из сплава системы Sm–Co–Fe–Cu–Zr

Сергиенко Л.Т.

аспирант 2 г/о, ФГАОУ ВО «НИТУ «МИСИС», г. Москва;

ведущий инженер-технолог НПК-10, АО «НПП «Исток» им. Шокина», г. Фрязино

Савченко А.Г.

к.ф.-м.н., ст.н.с., заведующий кафедрой «ФМ», ФГАОУ ВО «НИТУ «МИСИС», г. Москва

Шумкин С.С.

к.т.н., начальник НПК-10, АО «НПП «Исток» им. Шокина», г. Фрязино

Аннотация. *Работа посвящена исследованию влияния промежуточной термообработки на структуру и магнитные свойства системы Sm-Co-Fe-Cu-Zr. В работе представлен сравнительный анализ магнитных характеристик, макро и микроструктуры поверхности магнитов подвергнутых термической обработке с четырьмя различными режимами.*

Ключевые слова: *редкоземельные металлы, постоянные магниты, Sm-Co, термообработка*

Influence of intermediate heat treatment on the structure and magnetic properties of sintered magnets of the Sm–Co–Fe–Cu–Zr system alloy

Sergienko L.T.

Postgraduate student of the Department of Physical Materials Science, National University of Science and Technology (MISIS), Moscow 119049, Russia;

Leading Process Engineer of RPC-10, JSC «RPC “Istok” named after Shokin», Fryazino 141190, Russia

Savchenko A.G.

Ph.D., Senior Lecturer, Head of the Department of Physical Materials Science, National University of Science and Technology (MISIS), Moscow 119049, Russia

Shumkin S.S.

Ph.D. of Engineering Sciences, Head of RPC-10, JSC «RPC “Istok” named after Shokin», Fryazino 141190, Russia

Annotation. *The work is devoted to studying the influence of intermediate heat treatment on the structure and magnetic properties of the Sm_2Co_{17} alloy of the Sm-Co-Fe-Cu-Zr system. The paper presents a comparative analysis of the magnetic characteristics, macro- and microstructure of the surface of magnets subjected to heat treatment in four different modes.*

Keywords: *rare earth metals, permanent magnets, Sm-Co, heat treatment*

В настоящее время постоянные магниты Sm-Co получили широкое применение во многих отраслях промышленности: машиностроение (электродвигатели, роторы и пр.), СВЧ-электроника (лампы бегущей волны, лампы обратной волны, клистроны и др.).

Магниты Sm-Co находят свое применение благодаря тому, что величина коэрцитивной силы H_{cl} достигает 3200 кА/м и максимальное энергетическое произведение $(BH)_{max}$ достигает 240 кДж/м^3, магниты с такими магнитными характеристиками позволяют повысить эксплуатационные параметры конечных изделий. К тому же сплавы системы Sm-Co обладают высокой устойчивостью к воздействию климатических факторов, а также не требуют специального защитного покрытия, обладают наилучшей температурной стабильностью, что позволяет использовать данные магнитотвердые материалы в потенциально агрессивных средах при повышенных температурах [1].

Исследованиям структуры и магнитных свойств сплавов Sm-Co обладает высоким исследовательским уровнем в мировом научном сообществе, однако процессы формирования структуры и особенности процессов перемагничивания требуют тщательного рассмотрения:

В работе [2] показано, что прямоугольность петли гистерезиса достигается за счет промежуточной термообработки в течение 4 часов при температуре T=1184 °C, которая в свою очередь способствует росту среднего значения размера зерна на 30 %, с последующей длительной термообработкой в течение 40 часов при температуре T=850 °C. Очевидно, что режимы спекания и длительной термообработки технологически сложны в применении на производстве.

В работах [3-4] исследовалось образование ячеистой структуры и механизма получения магнитных свойств сплавов системы Sm-Co, и известно, что правильно выбранный режим термообработки является важным фактором, потому что прямоугольность петли гистерезиса зависит от ячеистой структуры, поскольку прямоугольность отражает процесс перемагничивания.

В данной работе проведен сравнительный анализ влияния условия спекания и термообработки на микроструктуру поверхности магнитов, магнитные свойства, в частности исследованы магнитотвердые материалы системы Sm-Co с целью повышения магнитных

характеристик путем подбора режима термической обработки, заключающемся в выборе температурного режима при котором не будут образовываться паразитные для конечного изделия фазы Sm_2Co_7.

На производстве АО «НПП «Исток» им. Шокина» образцы для исследования получали путем вакуумной индукционной плавки с дроблением полученных слитков, истиранием и тонким помолом получаемого порошка. После отжима и сушки порошок подвергался изотермическому прессованию с последующим спеканием и термообработкой.

Спекание и термообработка образцов проводилась по следующим режимам:

1. Режим спекания 1 с выдержкой 60 минут при температуре T=1207 °C и последующей гомогенизацией при температуре T=1165 °C в течение 120 минут.
2. Режим спекания 1 с дополнительной промежуточной термообработкой при температуре T=1186 °C в течение 120 минут перед гомогенизацией.
3. Режим спекания 1 и длительная термообработка образцов в течении 16 ч при температуре T=860 °C в вакуумной печи
4. Режим спекания 1 с дополнительной промежуточной термообработкой при температуре T=1186 °C в течение 120 минут перед гомогенизацией с длительной термообработкой в течении 16 ч при температуре T=860 °C в вакуумной печи.

Исследованы магнитотвердые материалы системы Sm-Co с целью повышения магнитных характеристик путем подбора режима термической обработки. В работе представлен сравнительный анализ влияния условий спекания и термообработки на текстуру поверхности магнитов. Проведённые исследования показали, что внутри фазы Sm_2Co_{17} формируется ячеистая структура, имеющая несколько размерных уровней, наиболее крупные ячейки имеют произвольную форму.

Список использованных источников:

1. Ляхова М.Б., Семёнова Е.М., Синекоп В.И. Влияние наноструктуры на формирование доменной структуры постоянных магнитов $(Sm,Zr)(Co,Cu,Fe)_z$ // Вестник ТвГУ. Серия «Физика» – 2010. – №9. – С. 4-18.
2. Yosuke H., Masaya H., Masaki E. Influence of intermediate-heat treatment on the structure and magnetic properties of iron-rich Sm(CoFeCuZr)Z sintered magnets // Journal of Applied Physics– 2015. №117. – С. 117-120.
3. Pierobon L., Kovacs A., Firlus A. Temperature dependence of magnetization processes in Sm(Co, Fe, Cu, Zr)z magnets with different nanoscale microstructures // Journal of Applied Physics – 2021. – №129. – С. 183903.
4. Пастушенко Ю.Г., Супонев Н.П., Ляхова М.Б. Исследование микроструктуры и доменной структуры сплавов Sm-Zr-Co-Cu-Fe методами оптической и атомно-силовой микроскопии // Горный информационно-аналитический бюллетень. Функциональные металлические материалы. Сырьевая база, магнитные материалы и системы – 2007. – №1 – С. 414-426.

УДК 539.213.2:536.26:536.425

Коэрцитивная сила аморфных сплавов на основе Fe в зависимости от параметров спиннингования расплава

Рахматуллаев Т.Р.

аспирант, инженер-исследователь, Дальневосточный федеральный университет

Саповский И.М.

аспирант, инженер-исследователь, Дальневосточный федеральный университет

Ткачев В.В.

к.ф.-м.н., инженер, Дальневосточный федеральный университет

Крайнова Г.С.

к.ф.-м.н., профессор, Дальневосточный федеральный университет

Фролов А.М.

д.ф.-м.н., доцент, Дальневосточный федеральный университет

Плотников В.С.

д.ф.-м.н., профессор, Дальневосточный федеральный университет

Аннотация. *Методами электронной сканирующей микроскопии с привлечением фурье-анализа изучена морфологическая структура поверхностей раздела быстрозакаленного сплава $Fe_5Co_{58}Ni_{10}Si_{11}B_{16}$, полученного при разных параметрах спиннингования. Установлена корреляция режимов получения, морфологии поверхности и физических свойств (коэрцитивной силы) магнитомягкого аморфного сплава.*

Ключевые слова: *аморфные сплавы, быстрая закалка, корреляция структуры и свойств.*

Coercive force of Fe-based amorphous alloys depending on melt spinning parameters

Rakhmatullaev T.R.

Postgraduate student, Research Engineer, Far Eastern Federal University

Sapovskii I.M.

Postgraduate student, Research Engineer, Far Eastern Federal University

Tkachev V.V.

PhD in Physics and Mathematics Sciences, Engineer, Far Eastern Federal University

Kraynova G.S.

PhD in Physics and Mathematics Sciences, Professor, Far Eastern Federal University

Frolov A.M.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Far Eastern Federal University

Plotnikov V.S.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Far Eastern Federal University

Annotation. *The morphological structure of the interface surfaces of the fast-quenched $Fe_5Co_{58}Ni_{10}Si_{11}B_{16}$ alloy obtained with different spinning parameters has been studied using electron scanning microscopy using Fourier analysis. The correlation of the production modes, surface morphology and physical properties (coercive force) of a soft magnetic amorphous alloy has been established.*

Keywords: *amorphous alloys, rapid hardening, correlation of structure and properties..*

Магнитомягкие аморфные металлические сплавы, полученные быстрой закалкой из расплава, обладают высокой магнитной проницаемостью, что позволяет с успехом использовать их для изготовления магнитных головок, магнитных экранов, вторичных источников питания. Эти сплавы обладают высокой прочностью и коррозионной стойкостью, что важно при эксплуатации изделий из них в агрессивных средах, включая арктический и тропический морской климат. Аморфные сплавы $Co_{58}Ni_{10}Fe_5Si_{11}B_{16}$ относятся к этому классу материалов.

Аморфные ленты состава $Co_{58}Ni_{10}Fe_5Si_{11}B_{16}$ получены методом одновалкового спиннингования расплава в атмосфере аргона. Установка (Melt Spinning SC) позволяет варьировать пять технологических параметров: зазор между тиглем и барабаном (h), скорость вращения охлаждающего барабана (v), давление инертного газа в камере (P1), давление газа в тигле (P2) и температуру расплава (T). Известно, что при спиннинговании расплава диапазон допустимых скоростей диска определенным образом связан с избыточным давлением над расплавом. При выборе параметров быстрой закалки и отливке лент $Co_{58}Ni_{10}Fe_5Si_{11}B_{16}$ значения v и $\Delta P = (P2 - P1)$ брались из области, где получаемые ленты находятся в аморфном состоянии рис. 1.

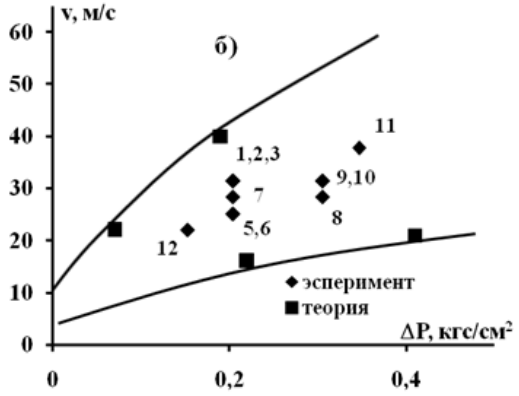
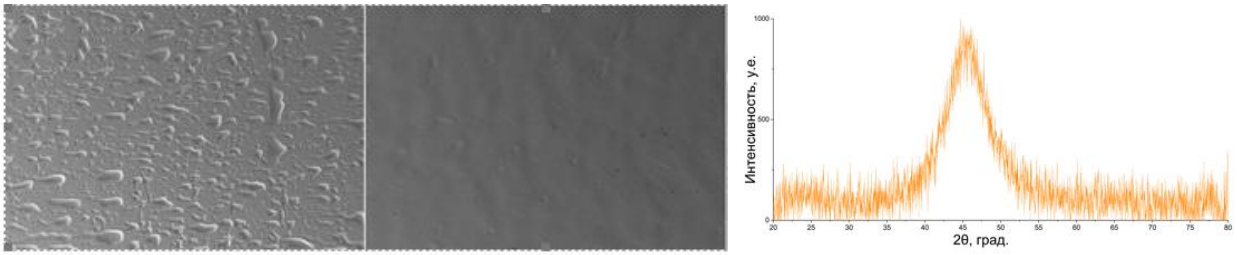


Рис. 1. Область значений линейной скорости закалочного диска и избыточного давления, обеспечивающих получение аморфных лент в исходном состоянии (цифрами обозначены номера плавок при различных значениях v и ΔP)

Использование метода спиннингования при получении рентгеноаморфных лент $Fe_5Co_{58}Ni_{10}Si_{16}B_{11}$, рис. 2, предполагает наличие двух поверхностей раздела – контактной к медному барабану-холодильнику (КП) и свободную (СП) от его непосредственного влияния. Морфологическая структура КП представлена анизотропными неоднородностями в виде каверн широкого диапазона размеров. Свободная поверхность характеризуется более ровным бугорковым рельефом, рис. 2.

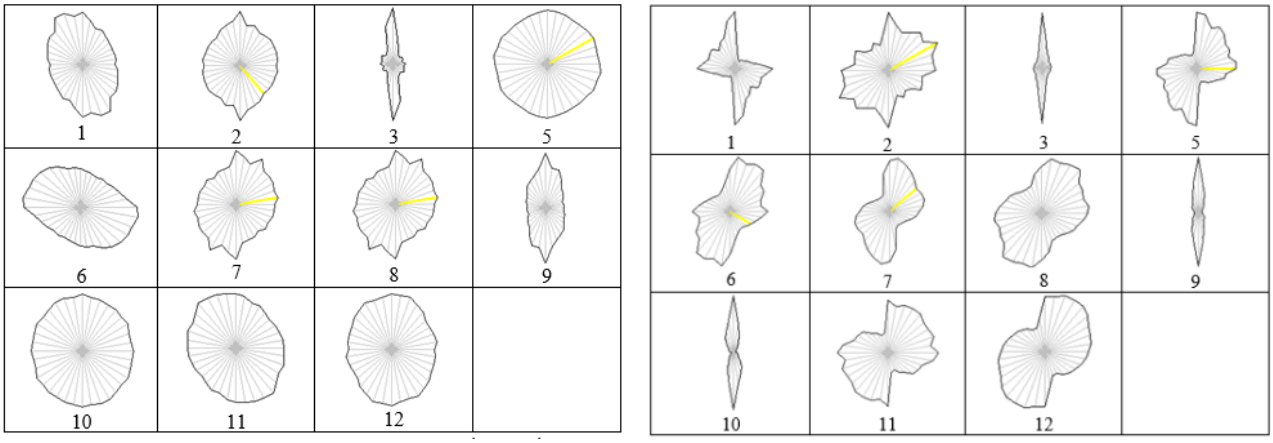
Изменение анизотропии морфоструктуры поверхностей раздела исследуемых лент проведено с использованием интегральных пространственных характеристик. На рис. 3а и рис. 3б представлены результаты спектрального фурье-анализа в виде интегральных пространственных характеристик (ИПХ) [1,2] от электронно-микроскопических изображений морфологии поверхностей раздела лент $Co_{58}Ni_{10}Fe_5Si_{11}B_{16}$ (Carl Zeiss Ultra 55+) при разных

режимах спиннингования. В целом ИПХ СП имеют более изотропную структуру, чем для КП. Исключение составляют образцы плавок 3 и 9, у которых явно выражена ось анизотропии как на КП, так и на СП. На структуру контактной поверхности образцов при спиннинговании барабан-холодильник оказывает непосредственное влияние, воздействие его на свободную поверхность опосредованно. Тем не менее, результаты на рис. 3а и рис. 3б показывают прямое влияние прокатки на морфоструктуру свободной поверхности образцов плавок 3 и 9.



а) б) в)

Рис. 2. Электронно – микроскопические изображения (а) контактной поверхности; (б) свободной поверхности; (в) профиль рентгенограммы быстрозакаленного сплава Fe-Co-Ni-Si-B



а) б)

Рис. 3. ИПХ для свободных (а) и контактных (б) поверхностей лент $Co_{58}Ni_{10}Fe_5Si_{11}B_{16}$ при различных режимах получения (плавки 1,2,3,5,6,7,8,9,10,11,12)

На рис. 4 представлено изменение угла оси анизотропии φ (угла наклона оси анизотропии к направлению прокатки) для лент изученных плавок, имеющих частоту вращения барабана 50 Гц (скорость вращения барабана v = 31,4 м/с) и от частоты при фиксированном давлении в камере.

Таким образом, морфология поверхностей лент для различных образцов (различных режимов спиннингования) существенно отличается, как для свободных, так и для контактных поверхностей. Изменения морфологии поверхности при переходе от одного режима спиннингования к другому происходят комплексно: по интенсивности, распределению, форм-фактору, анизотропии морфонеоднородностей, которые наблюдаются в рамках аморфного состояния. Показано: необходимо различать «разные» аморфные состояния при вариации параметров спиннингования.

Установлена корреляция режимов получения, морфологии поверхности и физических свойств быстрозакаленных сплавов. В работе в качестве структурно чувствительной характеристики аморфных лент $Co_{58}Ni_{10}Fe_5Si_{11}B_{16}$ выбрана коэрцитивная сила (H_c), зависимость которой от режимов спиннингования и толщины образцов представлена на рис. 5.

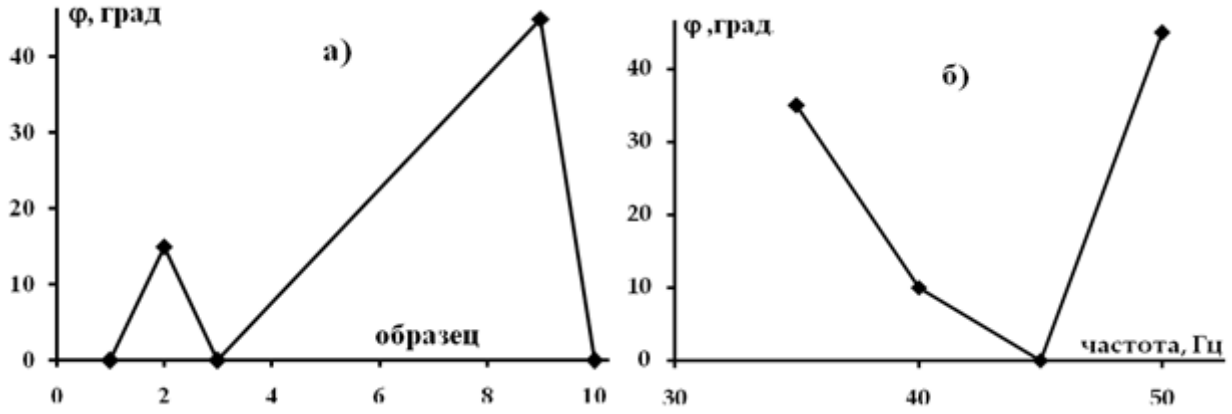


Рис. 4. Изменение угла анизотропии: а) в зависимости от номера плавки, для частоты 50 Гц (v = 31,4 м/с) и б) в зависимости от частоты, для фиксированного давления в камере

Отметим, что немонотонность поведения H_c сплава $Co_{58}Ni_{10}Fe_5Si_{11}B_{16}$ связана с изменением структуры, которое, в данном случае, происходит не в результате релаксации аморфного состояния, а в связи с изменением режима спиннингования при получении рентгеноаморфных магнитомягких образцов.

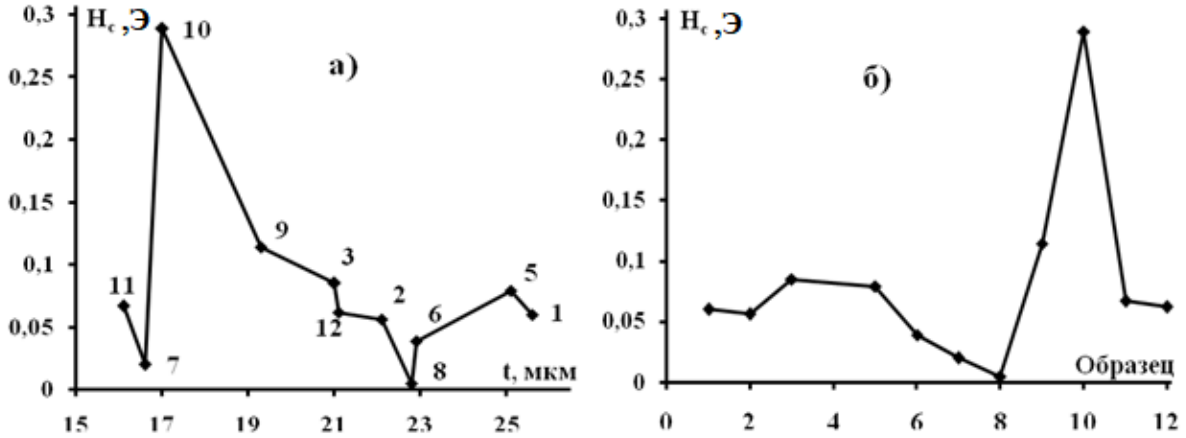


Рис. 5. Изменение коэрцитивной силы: а) в зависимости от толщины образцов (цифры – номера образцов); б) в зависимости от режима получения

Обнаруженная корреляция вносит вклад в величину H_c, являясь одной из составляющих, и может служить индикатором, позволяющим прогнозировать увеличение / уменьшение H_c при переходе от одного режима спиннингования расплава к другому, основываясь лишь на изменении топологии поверхностей раздела лент. Приведенные результаты взаимосвязи морфологии структуры поверхностей раздела аморфных лент и H_c важны для прогнозирования служебных магнитных свойств и предполагают дополнительные исследования на других масштабах неоднородностей (например, наноуровня) [3].

Список использованных источников:

1. Грудин Б.Н., Кисленок Е.Г., Плотников В.С., Фищенко В.К. Анализ, фильтрация и декомпозиция микроскопических изображений на основе ортогональных преобразований // Автометрия, 2007, 43, №1, с. 24 – 36.
2. Грудин Б.Н., Плотников В.С. Обработка и моделирование микроскопических изображений. Владивосток: Дальнаука, 2010, 350 с.
3. Tong X., Zhang Y., Wang Y., Liang X., Zhang K., Zhang F., Cai Y., Ke H., Wang G., Shen J., Makino A., Wang W. Structural origin of magnetic softening in a Fe-based amorphous alloy upon annealing // Journal of Materials Science & Technology, 96, 2022**,** p. 233–240.

УДК 537.622.6

Магнитные свойства быстрозакаленных и полученных методом селективного лазерного плавления сплавов системы Sm-Fe-Ti-V

Шалагинов А.Н.

Лаборант-исследователь отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ УрФУ

Мальцева В.Е.

м.н.с отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ УрФУ

Андреев С.В.

с.н.с отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ УрФУ

Волегов А.С.

к.ф.-м. н., доцент кафедры магнетизма твердых тел ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *В работе обсуждается методика получения быстрозакаленного сплава (БЗС) на основе фазы $SmFe_{12}$ с высоким значением коэрцитивной силы, магнитные гистерезисные свойства БЗС Sm-Fe-Ti-V, полученных при одинаковых условиях, но с различной концентрацией Ti и V в сплаве. Демонстрируются магнитные свойства образца, полученного методом селективного лазерного спекания порошков системы Sm-Fe-Ti-V.*

Ключевые слова: *3D-печать постоянных магнитов, SLS, быстрозакаленные сплавы, коэрцитивная сила, $Sm(Fe,T)_{12}$, структура типа $ThMn_{12}$.*

Magnetic properties of melt-spun and selective laser sintered Sm-Fe-Ti-V alloys

Shalaginov A.N.

Laboratory assistant-researcher of the Department of Magnetism of Solids, Research Institute of Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University

Maltseva V.E.

Junior researcher of the Department of Magnetism of Solids, Research Institute of Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University

Andreev S.V.

Senior researcher of the Department of Solid State Magnetism, Research Institute of Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University.

Vollegov A.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor of the Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, INSMA UrFU

Annotation. *The work discusses the method of obtaining a melt-spun alloy (MSA) based on $SmFe_{12}$ phase with a high value of coercivity, magnetic hysteresis properties of Sm-Fe-Ti-V MSA obtained under the same conditions but with different concentrations of Ti and V in the alloy. The magnetic properties of the sample obtained by selective laser sintering of powders of Sm-Fe-Ti-V system are demonstrated.*

Keywords: *3D-printing permanent magnets, SLS, melt-spun alloys, coercivity, $Sm(Fe,T)_{12}$, $ThMn_{12}$ type of structure.*

В последние годы широкую популярность получили альтернативные способы получения энергии: энергия ветра, солнца, приливов и отливов. В связи с тенденцией к уменьшению углеродного следа в атмосфере широкое распространение постепенно получает наземный транспорт с электрическими или гибридными двигателями, в устройстве которых имеются высокоэнергоемкие постоянные магниты.

Сформировавшаяся тенденция приводит к росту объема использования высокоэнергоемких постоянных магнитов, в состав которых входят редкоземельные металлы (РЗМ). В связи с высокой стоимостью РЗМ, экономически выгодно производство постоянных магнитов, в которых их содержание было бы минимизировано. Попытки изготовления композиционных материалов, состоящих из обменно-связанных магнитотвердой и магнитомягкой фаз не привели к получению высококоэрцитивных материалов. Другой вариант заключается в использовании соединений, в которых снижено содержание РЗМ. Одним из таких соединений является $Sm(Fe,T)_{12}$ (T = Ti, V, Mo и др.) с кристаллической структурой типа $ThMn_{12}$. Это соединение содержит 7,7 ат. % РЗМ, по сравнению с 11,8 ат. % в соединении $Nd_2Fe_{14}B$ и имеет похожие фундаментальные свойства (температура Кюри, поле анизотропии, спонтанная намагниченность). Наряду с этим, Sm значительно дешевле Nd. Все эти факторы в сочетании с высоким уровнем фундаментальных магнитных свойств фазы $Sm(Fe,T)_{12}$ делают спеченные сплавы на основе этой фазы потенциальными конкурентами спеченным сплавам на основе $Nd_2Fe_{14}B$.

В рамках данной работы исследованы магнитные гистерезисные свойства быстрозакаленных сплавов (БЗС) $Sm_{7,7}Fe_{84,6}Ti_{7,7-x}V_x$ (x = 0; 1,5; 3) и $Sm_{7,7}Fe_{76,9}Ti_{15,4-y}V_y$ (y = 0; 3; 6; 7,7; 9,2), полученных при скорости вращения закалочной поверхности $v \approx 38$ м/с. Быстрозакаленные сплавы при замещении Ti на V демонстрируют тенденцию увеличения значения коэрцитивной силы. Получен образец БЗС, коэрцитивная сила которого после отжига при 800 °C в течение часа составила H_c = 8,4 кЭ. БЗС, в составе которых имеется V, после отжига демонстрируют резкое уменьшение удельной намагниченности в полях малой напряженности.

Из БЗС с наибольшим значением H_c изготовлен изотропный порошок фракции менее 100 мкм для получения образца по технологии селективного лазерного плавления (SLS). При селективном лазерном спекании использована смесь основного порошка и порошка легкоплавкой добавки $Sm_{75}(Co_{0,75}Cu_{0,25})_{25}$ Исследованы его магнитные гистерезисные свойства и фазовый состав. Магнитные свойства и фазовый состав полученных образцов и их анализ будут представлены в докладе.

УДК 537.6

Влияние наноструктурной перестройки на магнитные свойства микропроводов на основе редкоземельных и переходных металлов

Дворецкая Е.В.

к.ф.-м..н., н.с., ФИЦ Проблем химической физики и медицинской химии РАН

Моргунов Р.Б.

д.ф.-м..н., профессор, ФИЦ Проблем химической физики и медицинской химии РАН

Аннотация. *Методом дифракции отраженных электронов исследовано влияние перестройки химических элементов под действием вакуумного отжига на локальные и интегральные магнитные свойства микропроводов на основе редкоземельных и переходных металлов.*

Ключевые слова: *ферромагнитный микропровод, дифракция отраженных электронов, картина Кикучи, криталлическая структура, магнитный гистерезис, домены*

Influence of nanostructural rearrangement on the magnetic properties of microwires based on rare earth and transition metals

Dvoretskaya E.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, Federal Research Center of Problems of Chemical Physics and Medicinal Chemistry RAS

Morgunov R.B.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Federal Research Center of Problems of Chemical Physics and Medicinal Chemistry RAS

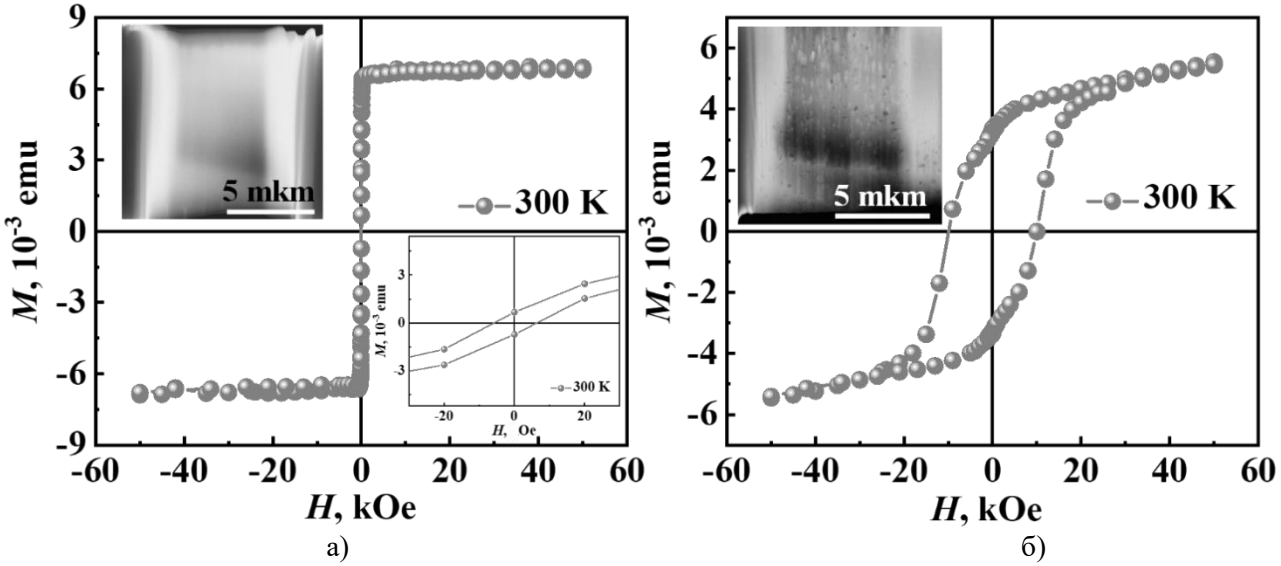
Annotation. *The effect of rearrangement of chemical elements under the influence of vacuum annealing on the local and integral magnetic properties of microwires based on rare earth and transition metals was studied using the method of reflected electron diffraction.*

Keywords: *ferromagnetic microwire, reflected electron diffraction, Kikuchi pattern, crystal structure, magnetic hysteresis, domains*

Широкий спектр применения ферромагнитных микропроводов на основе переходных и редкоземельных металлов в качестве датчиков и сенсоров различного типа обусловлен их уникальными магнитными свойствами и возможностью модификации этих свойств различными методами [1,2]. Для полного понимания и использования этих микропроводов необходимо изучить их на наноуровне. Метод трансмиссионной дифракции Кикучи (TKD) предоставляет наиболее детальное представление о наноструктуре материалов и широко используется в исследованиях наноструктур, ультрамелкозернистых и нанокристаллических материалов [3,4].

В ходе исследования было изучено воздействие термического отжига на наноструктуру и магнитные свойства микропроводов PrDyFeCoB. Процесс получения микропроводов PrDyFeCoB осуществлялся путем экстракции висящей капли расплава. Исследование проводилось на двух партиях образцов: исходных аморфных микропроводах (микропровод 1)

и тех же микропроводах после проведения вакуумного отжига (микропровод 2) при 900 °С в течение 2 часов. Для изучения структуры микропроводов использовались полированные микрошлифы и ламели, изготовленные на микроскопе SEM TESCAN AMBER с приставкой FIB. Магнитные свойства анализировались при помощи SQUID-магнитометрии. На ламелях микропроводов *1* и *2* (вставки рис. 1а,б соответственно) видно, что образцы имеют различную структуру внутреннего объема. На BSE изображениях поверхности среза микропровода после отжига можно наблюдать большое количество темных включений, в то время как поверхность среза микропровода до отжига выглядит однородно без таких особенностей. На EDX-картах для ламели из микропровода до отжига обнаружено однородное распределение химических элементов, тогда как в микропроводе после отжига обнаружено повышенное содержание Fe и сниженное содержание Pr и Dy в области тёмных включений.



а) б)

Рис. 1. Гистерезис намагничивания микропровода 1 до отжига (а) и микропровода 2 после вакуумного отжига (б). На вставках (а) и (б) показаны изображения ламелей микропроводов 1 и 2 соответственно, полученные в сканирующем электронном микроскопе

Регистрация картин TKD на просвет внутри и вне включений показала объемноцентрированную структуру железа BCC в узлах, где могут присутствовать атомы кобальта. Вне темных включений была обнаружена структура тетрагональной жесткой магнитной фазы $Pr_2Fe_{14}B_1$, где часть атомов Pr, возможно, была замещена атомами Dy.

Анализ петель гистерезиса показал, что аморфные микропровода имеют узкую прямоугольную петлю с насыщением в малых полях (рис. 1а), в то время как поликристаллические микропровода после вакуумного отжига характеризуются значительно более высокой коэрцитивной силой и намагниченностью, не достигающей насыщения (рис. 1б).

Работа выполнена при поддержке программы Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН 124013100858-3.

Список использованной литературы:

1. M. Vazquez, H. Chiriac, A. Zhukov, et al.// Phys. Status Solidi A – 2011– 208– 493.
2. R.B. Morgunov, O.V. Koplak, V.P. Piskorskii, et al..// J. Magn. Magn. Mater. – 2020. – 497.–166004.
3. P. W. Trimby.// Ultramicroscopy- 2021- 120.
4. J. Liu, S. Lozano-Perez, A. J. Wilkinson.// Ultramicroscopy – 2019 – 205 – 5.

УДК 537.622.4

Магнитные свойства ферромагнитных микропроводов состава $Co_{73}Fe_4Si_{12}B_{11}$ в аморфном и кристаллическом состоянии

Саракуева А.Э.

Инженер НИТУ МИСИС

Данилов Г.Е.

Инженер НИТУ МИСИС

Одинцов В.И.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. А.Н. Пушкова РАН

Гудошников С.А.

к.ф.-м.н., доцент НИТУ МИСИС

Аннотация. *Работа посвящена изучению магнитных свойств ферромагнитных микропроводов состава $Co_{73}Fe_4Si_{12}B_{11}$ в исходном аморфном и в кристаллизованном состоянии, которое достигается термической обработкой постоянным током. Установлено, что кристаллизованный микропровод полностью теряет свои магнитомягкие свойства, а остаточная намагниченность может составлять половину значения его намагниченности насыщения.*

Ключевые слова: *Ферромагнитный микропровод на основе Co, аморфное и кристаллическое состояние, петли гистерезиса, температурный датчик сопротивления*

Magnetic properties of ferromagnetic micro-wire with composition $Co_{73}Fe_4Si_{12}B_{11}$ in amorphous and crystalline state

Sarakueva A.E.

Engineer of National University of Science and Technology «MISiS», Moscow, Russia

Danilov G.E.

Engineer of National University of Science and Technology «MISiS», Moscow, Russia

Odintsov V.I.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences (IZMIRAN)

Gudoshnikov S.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor of National University of Science and Technology «MISiS», Moscow, Russia

Annotation. *The work is devoted to the study of magnetic properties of ferromagnetic microwires of composition $Co_{73}Fe_4Si_{12}B_{11}$ in the initial amorphous and in the crystallised state, which is achieved by direct current heat treatment. It is found that the crystallised microwire completely loses its soft magnetic properties, and the residual magnetization can be half the value of its saturation magnetization.*

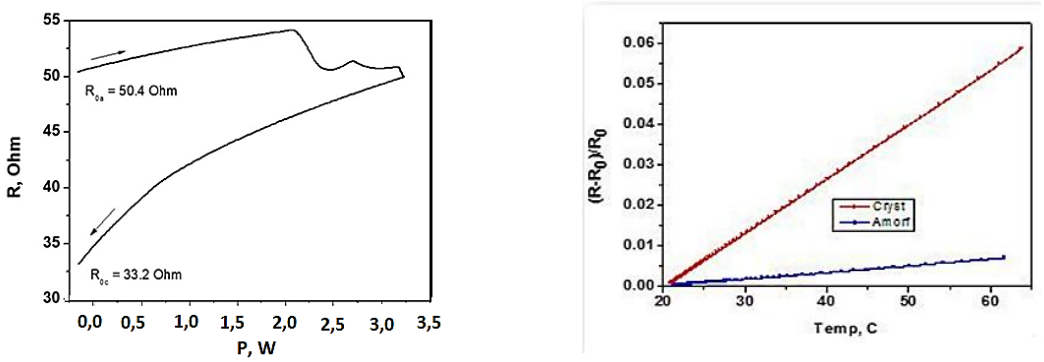
Keywords: *Co-based ferromagnetic microwire, amorphous and crystalline state, hysteresis loops,*

temperature resistance sensor

Аморфные ферромагнитные материалы в виде тонких длинных микропроводов получают быстрой закалкой из расплава методом Тейлора-Улитовского. Такие микропровода имеют диаметры металлической жилы – от 5 до 50 мкм и покрыты стеклянной оболочкой, толщиной от 1 до 10 мкм. Благодаря своим малым размерам и необычным электрическим и магнитным свойствам, микропровода используются при разработке и создании различных миниатюрных датчиков для измерения механических напряжений, магнитных полей, температуры и т.д. [1]. Их характеристики определяются составом металлической жилы, технологическими условиями изготовления и последующей термической обработкой. Например, электрические свойства микропроводов на основе кобальта в аморфном состоянии характеризуются высокими значениями удельного сопротивления, а их температурный коэффициент сопротивления (ТКС) может иметь небольшие положительные или отрицательные значения. Характерными магнитными свойствами таких микропроводов являются квазилинейные петли гистерезиса с малой коэрцитивной силой и близкая к нулю константа магнитострикции. После отжига и перехода в кристаллическое состояние в кобальтовых микропроводах наблюдаются снижение удельного сопротивления, значительное увеличение ТКС и линейная температурная зависимость сопротивления R(T), а их магнитомягкие свойства пропадают. Кристаллизованные микропровода с высоким ТКС могут использоваться в качестве температурных датчиков сопротивлений [2]. При этом, в ряде магнитных приложений, существенное значение имеют их магнитные характеристики, результаты исследования которых представлены в данной работе.

В качестве образцов, в ходе исследования, использовались кобальтовые ферромагнитные микропровода, покрытые стеклянной оболочкой. Микропровода были изготовлены в НИТУ МИСиС по технологии Улитовского-Тейлора из сплава состава $Co_{73}Fe_4Si_{12}B_{11}$ и характеризовались диаметром металлической жилы 18,8 мкм и полным диаметром 33,5 мкм. Отрезки исследуемых образцов имели длину 8–12 мм. Методами рентгеноструктурного анализа было установлено, что после изготовления микропровода находились в аморфном состоянии.

Для формирования кристаллического состояния, подготовленные отрезки микропроводов распаивались на специальных платах держателях и проходили термообработку постоянным током (Джоулев нагрев) до состояния полной кристаллизации в диапазоне температур от +25 °С до 650 °С с одновременным контролем сопротивления [3]. На рис.1а приведена зависимость сопротивления от приложенной тепловой мощности, R(P). Данная кривая соответствует переходу образца из аморфного состояния (верхняя ветвь) в кристаллическое состояние (нижняя ветвь). Кристаллизация аморфного микропровода начинается при температуре ~ 500 °С и проходит в две стадии. Выше 600 °С микропровод полностью переходит в кристаллизованное состояние. Повторные отжиги кристаллизованного микропровода повторяли ход нижней ветви данной зависимости. После термообработки, удельное сопротивление кристаллизованного микропровода уменьшилось с 140 мкОм·см до 65 мкОм·см (более чем в 2 раза). Из данных приведенных на рис. 1б. следует, что ТКС микропровода в кристаллизованном состоянии почти на порядок больше ($\alpha_c = 1{,}3 \cdot 10^{-3}$ 1/°С) по сравнению с исходным аморфным состоянием ($\alpha_a = 1{,}7 \cdot 10^{-4}$ 1/°С).

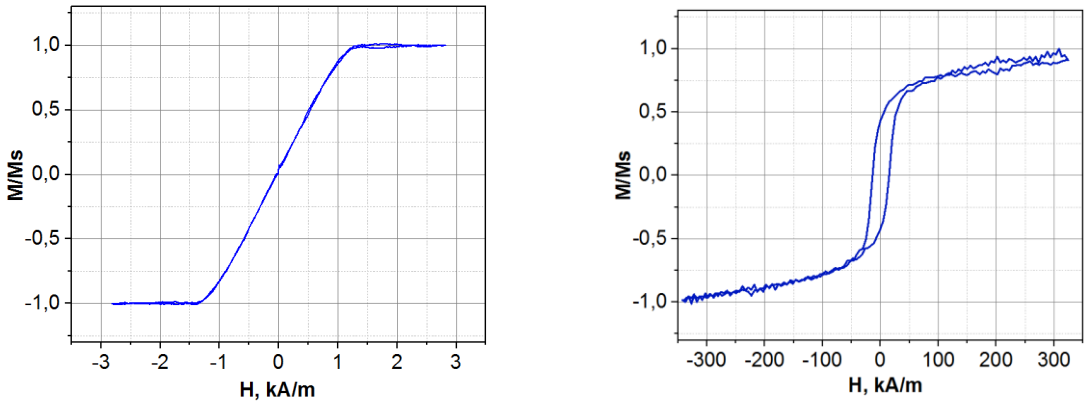


а) б)

Рис. 1. Зависимость сопротивления от мощности R(P) (а); зависимость относительного изменения сопротивления микропровода от температуры в аморфном (синяя ветвь) и в кристаллизованном состоянии (красная ветвь) (б)

Изучение магнитных характеристик ферромагнитных микропроводов в аморфном сотоянии проводилось методом индукционного измерения петель гистерезиса, а в кристаллизованном с помощью метода вибрационной магнитометрии. На рис. 2а приведена петля гистерезиса микропровода в исходном, аморфном состоянии. Видно, что петля практически линейна, имеет очень малый гистерезис (H_c ~ 20 А/м), а поле анизотропии, H_a ~ 1,2 кА/м.

В кристаллизованном состоянии магнитные характеристики того же самого отрезка микропровода полностью изменились. На рис. 2б показана петля гистерезиса кристаллизованного микропровода, измеренная с помощью вибрационного магнитометра. В центральной части петли появился гистерезисный участок с коэрцитивной силой H_c ~ 15 кА/м и остаточной намагниченностью M_r ~ 0,5 M_s, а монотонный рост намагниченности наблюдался вплоть до максимальных полей 300 кА/м.



а) б)

Рис. 2. Петля гистерезиса микропровода в исходном аморфном состоянии(а); петля гистерезиса микропровода в кристаллизованном состоянии после термообработки постоянным током (б)

Дополнительные исследования магнитных полей рассеяния кристаллизованных образцов микропроводов проводились с помощью сканирующего ГМИ магнитометра. Установлено, что магнитные поля рассеяния, порождаемые остаточной намагниченностью микропровода, могут достигать единиц микроТесла на расстояниях в несколько миллиметров.

Список использованных источников:

1. Vazquez M., Chiriac H., Zhukov A., Panina, L., Uchiyama, T. On the state-of-the art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies// Phys. Stat. Sol. A 2011, 208, 493–501. https://doi.org/10.1002/pssa.201026488.

2. 1. M. Churyukanova, A. Stepashkin, A. Sarakueva, V. Mashera, Yu. Grebenshchikov, V. Odintsov, V. Petrov and S. Gudoshnikov, Application of ferromagnetic microwires as temperature sensors for measuring the thermal conductivity of materials// Metals – 2023, 13(1), 109. https://doi.org/10.3390/met13010109

3. A.V. Popova, V.I. Odintsov, S.A. Menshov, E.V. Kostitsyna, V.P. Tarasov, V. Zhukova, A. Zhukov, S.A. Gudoshnikov, Continuous control of a resistance in Co-rich amorphous ferromagnetic microwires during DC Joule heating// Intermetallics, 99 (2018) 39–43. https://doi.org/10.1016/j.intermet.2018.05.012

УДК: 537.623, 53.072, 53.082.75, 537.621.5

Магнитные свойства нанопроволок Ni, Fe, Co, синтезированных с использованием пористых матриц Al_2O_3

Собиров М.И.

инженер – исследователь лаборатории тонкопленочных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Самардак А.Ю.

к.ф.-м. н., старший преподаватель ДОиЭФ ИНТиПМ ДВФУ

Огнев Н.А.

лаборант – исследователь лаборатории тонкопленочных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Лейко Г.А.

лаборант – исследователь лаборатории тонкопленочных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Огнев А.В.

д. ф.-м. н, профессор департамента общей и экспериментальной физики ИНТиПМ ДВФУ
проректор СахГУ

Самардак А.С.

д. ф.-м. н., профессор департамента общей и экспериментальной физики ИНТиПМ ДВФУ
и.о. ректора СахГУ

Аннотация. *Одномерные наноструктуры являются перспективными материалами для создания нового вида магнитной памяти, датчиков магнитного поля, биосенсоров, элементов наноэлектроники, а также могут быть использованы как источники вторичного облучения, средств адресной доставки лекарств. Одним из перспективных одномерных наноструктур являются ферромагнитные нанопроволоки. Важную роль в наноструктурах играют размерные эффекты, т. е. размеры и форма нанопроволок влияют на магнитные свойства. В данной работе исследуются магнитные свойства ферромагнитных нанопроволок Ni, Fe, Co, полученных с использованием пористых матриц* Al_2O_3.

Ключевые слова: *одномерные наноструктуры, нанопроволоки, магнитные свойства, пористые матрицы*

Magnetic properties of Ni, Fe, Co nanowires synthesized using porous Al2O3 matrices

Sobirov M. I.

Engineer-researcher at the laboratory of thin film technologies, IHTAM FEFU

Samardak A.Yu.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences Senior Lecturer, Department of General and Experimental Physics FEFU

Ognev N.A.

Laboratory Assistant Researcher at the laboratory of thin film technologies, IHTAM FEFU

Leiko G.A.

Laboratory Assistant Researcher at the laboratory of thin film technologies, IHTAM FEFU

Ognev A.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor of Department of General and Experimental Physics, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Vice-Rector, SSU

Samardak A. S.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor of Department of General and Experimental Physics, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Acting Rector, SSU

Annotation. *One-dimensional nanostructures are promising materials for creating a new type of magnetic memory, magnetic field sensors, biosensors, nanoelectronics elements, and can also be used as sources of secondary irradiation and means of targeted drug delivery. One of the promising one-dimensional nanostructures are ferromagnetic nanowires. Size effects play an important role in nanostructures, i.e. the size and shape of nanowires affect the magnetic properties. In this work, the magnetic properties of ferromagnetic Ni, Fe, Co nanowires obtained using porous Al2O3 matrices are studied.*

Keywords: *one-dimensional nanostructures, nanowires, magnetic properties, porous matrices*

Одномерные ферромагнитные наноструктуры с диаметром в нанометровом диапазоне и макродлиной активно исследуются в последнее время из-за их нетривиального магнитного поведения, обусловленного сильной одноосной анизотропией формы [1]. Важную роль в наноструктурах играют размерные эффекты, которые оказывают значительное влияние на их магнитные свойства., а их потенциальное применение широко варьируется от биомедицины до наноэлектроники. Существует множество методов синтеза различных одномерных наноструктур [2], но одним из самых перспективных является метод электроосаждения в пористые матрицы оксида алюминия, при котором осаждаемые наноструктуры повторяют форму пор в матрице. Параметры таких матриц, такие как их пористость, диаметр и длина пор, расстояние до соседних пор, могут относительно просто и точно контролироваться, что

позволяет получать массивы гексагонально упорядоченных одномерных ферромагнитных наноструктур с заданной геометрией [3].

В данной работе мы представляем исследование влияния состава ферромагнитных нанопроволок, полученных с использованием пористых матриц оксида алюминия, на их магнитное поведение. Для этого пористые матрицы оксида алюминия получались в одинаковых условиях для всех образцов, чтобы исключить вариации формы пор на магнитные свойства получаемых нанопроволок Ni, Fe и Co. Изображение растровой электронной микроскопии Co нанопроволок на сколе оксидной матрицы представлены на рис. 1. В результате работы проведены исследования морфологии, структуры и магнитных свойств массивов Ni, Fe и Co нанопроволок, в том числе с использованием FORC-метода, и установлено влияние эффективной анизотропии, складывающейся из анизотропии формы и магнитокристаллической анизотропии нанопроволок разного состава.

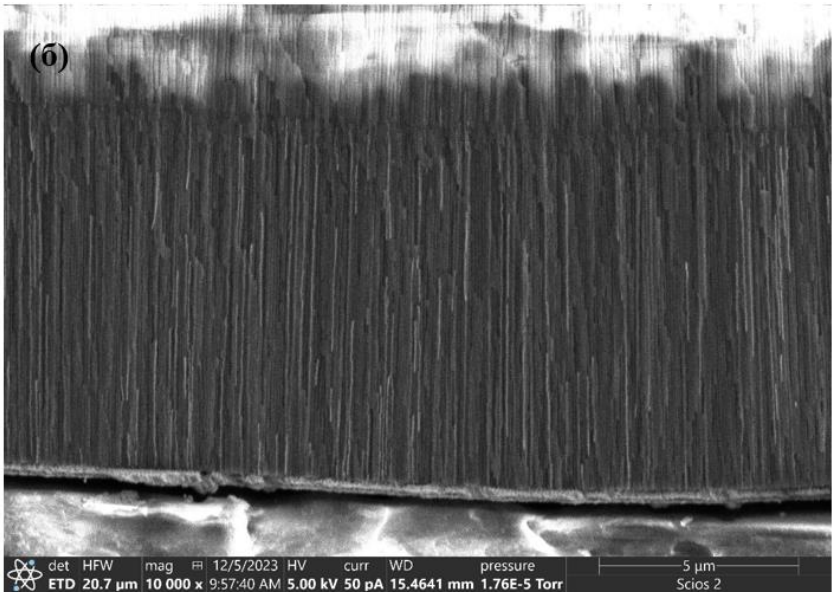


Рис. 1. Изображение растровой электронной микроскопии Co нанопроволок на сколе оксидной матрицы

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки России по государственному заданию (проект № FZNS-2023-0012).

Список использованной литературы:

1. Samardak A. S., Ognev A. V., Samardak A. Y., Stebliy E. V., Modin E. B., Chebotkevich L. A., Komogortsev S. V., Stancu A., Panahi-Danaei E., Fardi-Ilkhichy A., Nasirpouri F. Variation of magnetic anisotropy and temperature-dependent FORC probing of compositionally tuned Co-Ni alloy nanowires // Journal of Alloys and Compounds. – 2018. – Т. 732. – С. 683-693.
2. Scott J. A., Totonjian D., Martin A. A., Tran T. T., Fang J. H., Toth M., McDonagh A. M., Aharonovich I., Lobo C. J. Versatile method for template-free synthesis of single crystalline metal and metal alloy nanowires // Nanoscale. – 2016. – Т. 8, № 5. – С. 2804-2810.
3. Ebihara K., Nagayama N. Structure and Density of Anodic Oxide Films Formed on Aluminum in Oxalic Acid Solutions // Journal of the Metal Finishing Society of Japan. – 1983. – Т. 34, № 11. – С. 548-553.

УДК 537.6

Магнитные свойства микроспиралей, сделанных из аморфных материалов

Шендрикова Л.А.

Инженер, Физический факультет МГУ им. Ломоносова

Алехина Ю.А.

Н.с., к.ф.-м.н., Физический факультет МГУ им. Ломоносова

Перов Н.С.

д.ф.-м.н., профессор, Физический факультет МГУ им. Ломоносова

Аннотация. *В последние годы всё большее внимание уделяется изучению аморфных магнитных материалов. Этому способствует, что они комбинируют в себе необычные свойства, что впоследствии используется в различных отраслях: микроэлектроника, приборостроение, медицина и т.д. Эта работа посвящена изучению характеристик магнитного отклика в микроспиралях, сделанных из аморфного магнитного сплава.*

Ключевые слова: *аморфные магнитные материалы, магнитные свойства, магнитный импеданс, гистерезис*

Magnetic characteristics of microspirals made out of amorphous magnetic alloy

Shendrikova L.A.

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Alekhina Yu.A.

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Perov N.S.

Dr.Sc., professor**,** Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *In recent years, more and more attention has been paid to the study of amorphous magnetic materials. This is facilitated by the fact that these materials combine unusual sets of properties that are subsequently used in various industries: microelectronics, instrumentation, medicine, etc. This work is devoted to the study of magnetic response characteristics in microspirals made of amorphous magnetic alloy.*

Keywords: *Amorphous magnetic material, magnetic properties, magnetoimpedance, magnetic hysteresis*

Введение

Аморфные ферромагнитные сплавы после десятилетий изучения остаются одним из важных объектов исследований. Их ярко выраженные магнитномягкие свойства [1], а также ряд наблюдаемых в них эффектов, таких как гигантский скачок Баркгаузена [2] или гигантский магнитный импеданс (ГМИ) – изменение импеданса провода в магнитном поле, достигающее сотен процентов [3], – определяют огромный практический интерес к этому типу материалов в области электротехники и сенсорных устройств [4]-[6].

Механическая деформация магнитного материала может служить основой для создания структур с модифицированными свойствами. Например, спирали из аморфных микропроводов

могут иметь свойства, которые могут значительно отличаться от свойств одиночного микропровода. Процесс изгибания микропровода в спиральную форму вызывает длительные изменения формы объекта, включающие постоянное растяжение/сжатие и кручение. Эти изменения оказывают значительное влияние на магнитную структуру микропровода, включая создание уникального материала со спиральной ориентацией магнитного момента. Взаимодействия между витками спирали микропровода также могут выступать в качестве источников полей смещения и приводить к проявлению особенностей магнитного отклика системы, например, в виде асимметричного поведения магнитоимпедансной зависимости. Изделия на основе таких спиралей, например, уже зарекомендовали себя как перспективные устройства для эндоваскулярных вмешательств [7].

Целью настоящей работы является исследование характеристик магнитного отклика микроспиралей, изготовленных из аморфного магнитного микропровода.

Материалы

Микроспирали были изготовлены в лаборатории В.В. Молоканова в Институте металлургии им. А.А. Байкова в Москве [8]. Микропроволока обладает большой пластичностью, поэтому позволяет создавать конструкции с большой степенью деформации. В данном случае микропроволока наматывается на основу без дополнительной термообработки. Для этой серии образцов были проведены исследования магнитостатических и магнитоимпедансных свойств, а также анализ зависимости свойств от параметров спиралей (основные данные представлены в табл. 1).

Таблица 1. Параметры микроспиралей

Образец	d_{wire}, мкм	D, мкм	Намотка	Сердцевина
L1	100	568	Левая	Стекловолокно, 3 жилы
L2	100	548	Правая	Стекловолокно, 3 жилы
L3	50	525	Правая	Леска
L4	100	712	Левая	Стекловолокно, 4 жилы
L5	50	542	Правая	Стекловолокно, 4 жилы

Результаты эксперимента

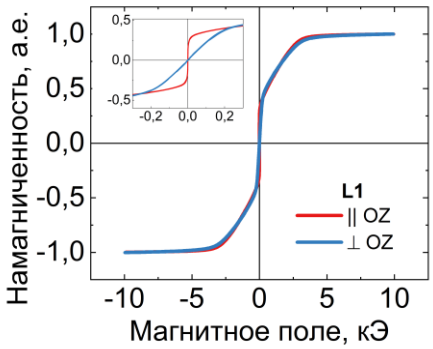


Рис. 1 Полевые зависимости намагниченности спиралей из аморфного микропровода диаметром 100 мкм.

Измерения магнитостатических свойств проводились на приборе VSM Lakeshore 7407 в магнитном поле от -10 до 10 кЭ, ориентированном как параллельно, так и перпендикулярно оси спирали. Типичная петля гистерезиса представлена на рис. 1. Для измерений ГМИ использовался векторный сетевой анализатор Agilent Field Fox 9923A с диапазоном частот от 2 МГц до 100 МГц, измерения проводились в магнитных полях от -100 до 100 Э. Типичные кривые ГМИ

представлены на рис 2. Все измерения проводились при комнатной температуре.

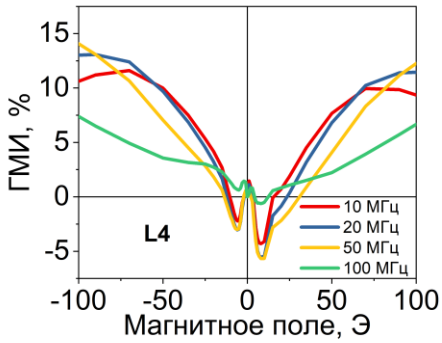


Рис. 2 Полевые зависимости эффекта ГМИ спиралей из аморфной микропроволоки диаметром 100 мкм

Результаты экспериментов показали, что микроспирали из микропровода диаметром 100 мкм, слабо зависящие от направления закрутки или диаметра основания спирали, демонстрируют 3 ступенчатых участка намагниченности. Первый участок до 300 Э (24 кА/м) является областью роста намагниченности. В магнитных полях больше 3 кЭ (240 кА/м) наблюдается техническое насыщение. Причем эти образцы также демонстрируют асимметричные зависимости импеданса [рис. 2], что характерно для геликоидального типа анизотропии при наложении поля смещения [9].

Обсуждается механизм магнитного поведения спиралей. Проанализированы возможные применения.

Список использованных источников:

1. Inoue A., Kong F., “Soft Magnetic Materials” // Encyclopedia of Smart Materials. Elsevier, vol. 5, 2022. pp. 10-23.
2. Sixtus K.J., Tonks L., “Propagation of large Barkhausen discontinuities” // II. Phys. Rev., 1932, vol. 42, pp. 419-435.
3. Panina L.V., Mohri K., “Magneto-impedance effect in amorphous wires”// Applied Physics Letters Phys. Lett, 1994, vol. 65, pp. 1189-1191.
4. Jiles D.C., “Recent advances and future directions in magnetic materials” // Acta Mater, 2003, vol. 51, pp. 5907-5939.
5. Kurlyandskaya G. V., “Giant magnetoimpedance for biosensing: Advantages and shortcomings” // J Magn Magn Mater, 2009, vol. 321, pp. 659-662,
6. Mohri K., Humphrey F.B., Panina L. V. et al, “Advances of amorphous wire magnetics over 27 years” // Physica status solidi (a), 2009, vol. 206, pp. 601-607.
7. Molokanov V.V., Moroz O.V., Krutilin A.V., et al, Fabrication and Physicomechanical Properties of Amorphous Microwires and Microspirals // Russian Metallurgy (Metally), 2022, pp. 300–308.
8. Rodionova V., Ipatov M., Ilyn M. et al, Tailoring of Magnetic Properties of Magnetostatically-Coupled Glass-Covered Magnetic Microwires // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 2010, 24:1 24, pp. 541–547.
9. Panina L. V., Mohri K., Makhnovskiy D.P. Mechanism of asymmetrical magnetoimpedance in amorphous wires // Journal of Applied Physics. - 1999. - Vol. 85, № 8. - P. 5444.

УДК 537.6

Влияние обжига аморфных ферромагнитных микропроводов в стеклянной оболочке на их магнитные свойства

Щерба К.А.

студент магистратуры, НИТУ «МИСиС»

Ткаченя А.Л.
студент магистратуры, НИТУ «МИСиС»

Белалова О.Ю.
студент бакалавриата, НИТУ «МИСиС»

Киселева А.А.
студент бакалавриата, НИТУ «МИСиС»

Мусаев Ф.

студент магистратуры, НИТУ «МИСиС»

Морченко А.Т.

к.ф.-м.н., доцент кафедры ТМЭ НИТУ «МИСиС»

Аннотация. *Изучение магнитных свойств аморфных ферромагнитных микропроводов играет важную роль в исследованиях, направленных на создание высокочувствительных датчиков магнитных полей и токов, температуры, мониторинга упруго-деформированного состояния и других. Микропровода с высокими значениями удельных потерь могут иметь практическое применение в биомедицине, например, в гипертермии опухолей. На магнитные характеристики большое влияние оказывает температура обжига, и изучение температурных зависимостей параметров микропроводов позволяет выявить природу происходящих изменений и многие аспекты, касающиеся выбора режимов обработки для целенаправленного модифицирования свойств. В данной работе были исследовано влияние термообработки на электрические, магнитные и микроволновые свойства микропроводов разнообразного состава и диаметра.*

Ключевые слова: *аморфные ферромагнитные микропровода, температурная зависимость магнитных, электрических и микроволновых свойств*

The effect of heating of amorphous ferromagnetic microwires in a glass on their magnetic properties

Shcherba K.A.
Master student, National University of Science and Technology «MISiS»,
Tkachenya A.L.
Master student, National University of Science and Technology «MISiS»,
Belalova O.Yu.
Bachelor student, National University of Science and Technology «MISiS»,
Kiseleva A.A.
Bachelor student, National University of Science and Technology «MISiS»,
Musaev F.
Master student, National University of Science and Technology «MISiS»,

Morchenko A.T.
PhD, associate professor, National University of Science and Technology «MISiS»

Annotation. *The study of the magnetic properties of amorphous ferromagnetic microwires plays an important role in research aimed at creating highly sensitive sensors of magnetic fields and currents, temperature, elastic-deformed state monitoring, and others. Microwires with high specific loss can have practical applications in biomedicine, for example, in tumor hyperthermia. The magnetic characteristics are greatly influenced by the firing temperature and the temperature at which the measurements are carried out. In this work, the frequency characteristics of microwires with various compositions and geometric sizes obtained under different temperature conditions were studied.*

Keywords: *amorphous ferromagnetic microwires, temperature dependence of electric, magnetic and microwave properties.*

Аморфные ферромагнитные микропровода широко применяются в качестве чувствительных элементов разнообразных датчиков, работающих с использованием эффекта гигантского магнитоимпеданса. Кроме того, они используются для изготовления тонких композитных радиопоглощающих экранов, миниатюрных помехоподавляющих сердечников, а также для манипуляции нано- и микрообъектами в медицине и биологии [1]. Данная особенность может позволить проводить контроль температуры и нагревать ткани организма. Аморфные микропровода могут использоваться для мониторинга температуры и диагностики состояния тканей.

Важную роль в применении микропроводов играют их магнитные характеристики. Для управления свойствами микропроводов используются различные методы термо- и термомагнитной обработки, травление, нагрев с одновременным приложением механических напряжений и т.д. [2]. Однако потенциал применения аморфных ферромагнитных микропроводов остаётся не до конца изученным из-за недостатка информации об их основных свойствах и параметрах процессов, применяемых при модификации материала микропроводов во время дальнейшей обработки. Один из перспективных методов модификации — пропускание тока через провод, при котором состояние материала жилы определяется одновременным воздействием двух факторов: Джоулева нагрева и магнитного поля, создаваемого протекающим током.

В данной работе было изучено влияние температуры нагрева микропроводов (выше температуры Кюри и выше температуры кристаллизации) на магнитные свойства. В процессе обработки в режиме реального времени осуществлялся контроль температуры, магнитной проницаемости и электросопротивления.

Для гипертермии наибольший интерес представляют исследования микроволнового поведения магнитной проницаемости и варьирование температуры Кюри. Показано, что отжиг микропроводов при разных температурах оказывает влияние на значения мнимой части магнитной проницаемости в области высоких частот (1 МГц-1 ГГц). На рис.1-2 приведены данные, демонстрирующие различное поведение мнимой части магнитной проницаемости микропровода до и после термообработки.

Такое поведение может быть связано со структурной перестройкой в металлической жиле и стеклянной оболочке провода. Обжиг может влиять на магнитную анизотропию и закрепление границ доменов, что приводит к изменению основных механизмов потерь. Изменение магнитных свойств в зависимости от температуры может объясняться, в частности, релаксацией внутренних механических напряжений, возникающих в процессе производства микропровода [3].

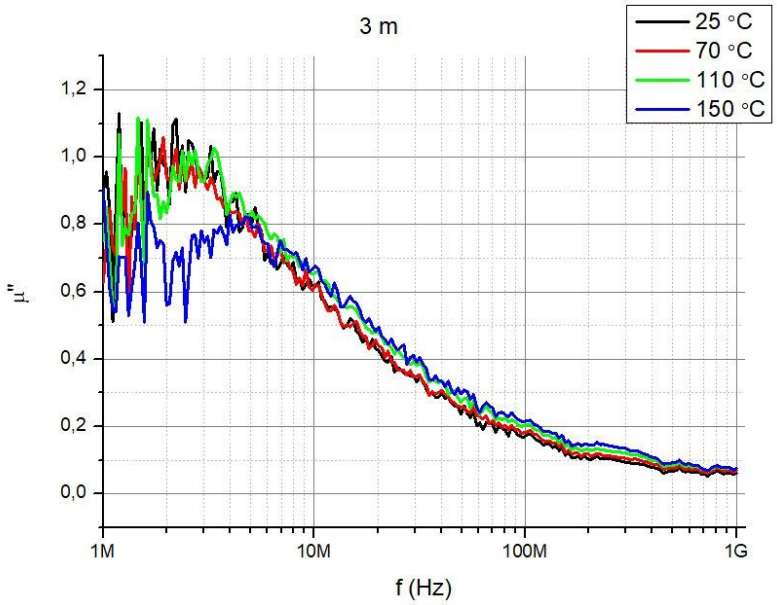


Рисунок 1 – График зависимости мнимой части магнитной проницаемости микропровода от частоты до отжига

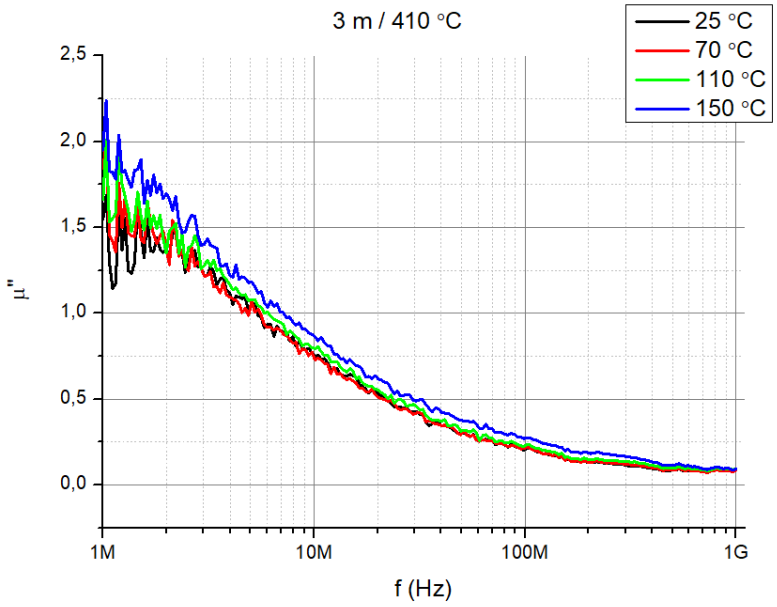


Рисунок 2 – График зависимости мнимой части магнитной проницаемости от частоты микропровода после отжига при 410 °C

Список использованной литературы:

1. Аксенов О. И., Рыбаков А. В. Анализ возможностей использования аморфных микропроводов в магнитоимпедансных датчиках, предназначенных для информационно-измерительных и управляющих систем //Прикаспийский журнал: управление и высокие технологии. – 2016. – №. 2 (34). – С. 98-111.
2. Одинцов В. И. и др. Способ определения температуры аморфных ферромагнитных микропроводов при токовом нагреве. – 2019.
3. Джумъазода А. и др. Влияние токового отжига на температурные зависимости магнитоимпеданса в аморфных микропроводах //Журнал технической физики. – 2019. – Т. 89. – №. 7. – С. 1050-1054.

УДК:581.135.55

Сравнение магнитных свойств тригональных кристаллов $GdFe_3(BO_3)_4$, $TbFe_3(BO_3)_4$ И $TbCr_3(BO_3)_4$, выращенных из раствора-расплава на основе вольфрамата лития

Гудим И.А.

К.ф.м.-н., снс лаборатории РСЭ ИФ СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН

Еремин Е.В.

Д.ф.м.-н., снс лаборатории РСЭ ИФ СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН

Титова В.Р.

м.н.с. лаборатории РСЭ ИФ СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Тригональные кристаллы со структурой хантита привлекают внимание своими мультиферроичными свойствами, а также высокой вариабельностью состава. Свойства данных кристаллов существенно зависят от их кристаллохимического состава, а также от условий выращивания. В работе проведено попарное сравнение магнитных свойств кристаллов с разными ионами редкой земли и переходных металлов на основе температурных зависимостей намагниченности данных кристаллов.*

Ключевые слова: тригональные *монокристаллы, структура хантита, намагниченность*

Comparison of magnetic properties of trigonal crystals $GdFe_3(BO_3)_4$, $TbFe_3(BO_3)_4$, and $TbCr_3(BO_3)_4$ grown from a solution-melt based on lithium tungstate

Gudim I.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Scientist of the Laboratory of RSE Institute of Philosophy SB RAS Federal Research Center KSC SB RAS

Eremin E.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, senior scientist of the laboratory of the RSE Institute of Philosophy SB RAS, Federal Research Center KSC SB RAS

Titova V.R.

Junior Researcher, Laboratory of RSE, Institute of Philosophy SB RAS, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *Trigonal crystals with the huntite structure attract attention for their multiferroic properties, as well as high composition variability. The properties of these crystals depend significantly on their crystal chemical composition, as well as on the growth conditions. The work carried out a pairwise comparison of the magnetic properties of crystals with different ions of rare earth and transition metals based on the temperature dependences of the magnetization of these crystals.*

Keywords: *trigonal single crystals, huntite structure, magnetization*

В последние годы редкоземельные тригональные монокристаллы со структурой хантита вызывают большой фундаментальный и практический интерес, поскольку они допускают высокую вариабельность составов, а соответственно, и магнитных и магнитоэлектрических эффектов [1-3].

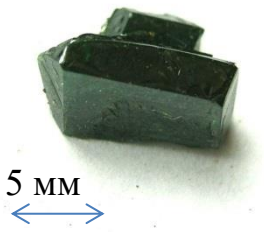
Важную роль в определении свойств тригональных монокристаллов играют как ионы редкой земли, так и ионы переходных металлов. Если ионы редкой земли определяют в основном анизотропию выросшего кристалла [2-3], а также величину магнитоэлектрической поляризации и преломления света в зависимости от магнитного поля [4].

Все кристаллы (рис. 1а,б,в), использованные для измерений в нашей работе, были выращены по единой методике, описанной в работе [5] из растворов-расплавов на основе вольфрамата лития, табл. 1.

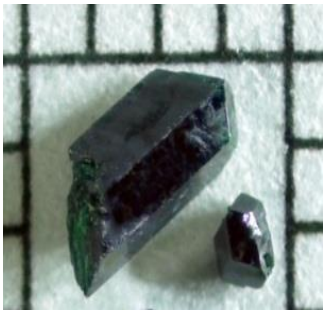
Таблица 1. Состав раствора-расплава в квазибинарной форме,
(100-n)%вес. $\{Li_2WO_4 + pB_2O_3 + qR_2O_3\}$ + n%вес $RM_3(BO_3)_4$

Состав кристалла	n	p	q	$T_{нас}$, °C
$GdFe_3(BO_3)_4$	25	2,5	0,3	966
$TbFe_3(BO_3)_4$	26	3	0,5	980
$TbCr_3(BO_3)_4$	8	3,3	0,5	1100

Рис. 1 а) $GdFe_3(BO_3)_4$



б) $TbFe_3(BO_3)_4$



в) $TbCr_3(BO_3)_4$

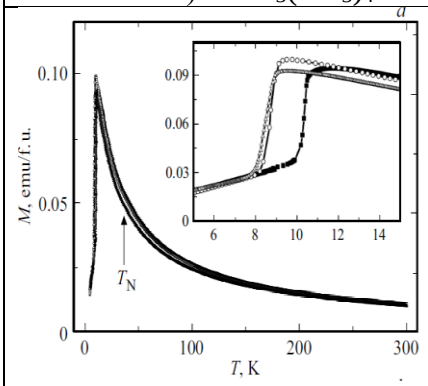


Рис. 2. $GdFe_3(BO_3)_4$

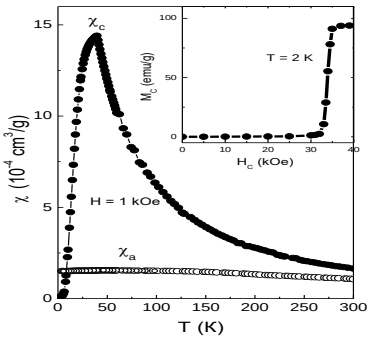


Рис. 3. $TbFe_3(BO_3)_4$

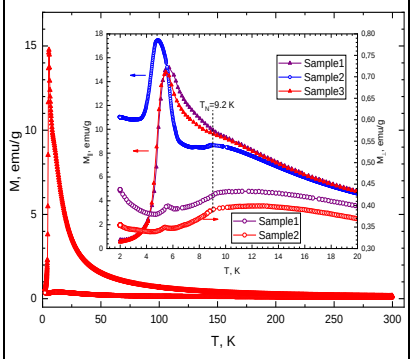


Рис. 4. $TbCr_3(BO_3)_4$

Чтобы оценить влияние редкой земли на магнитные свойства выращенных монокристаллов ферроборатов, мы сравнили температурные зависимости намагниченности у двух кристаллов ферроборатов с разным типом редкоземельных ионов рис.2 и 3. Хотя общий ход и намагниченности, и восприимчивости достаточно близки, хорошо видно отличие в температурах спин-флоп переходов.

Далее мы сравнили магнитные характеристики кристаллов с одним типом редкоземельного иона Tb^{3+}, но с разным типом переходного металла – Fe^{3+} и Cr^{3+}, рис. 3 и 4. Здесь при схожем поведении зависимости есть отличие в величине намагниченности.

Важно отметить, что выбор сочетания ионов редкой земли и переходного металла позволяет находить новые перспективные функциональные материалы и управлять их

свойствами в широком диапазоне свойств, что существенно расширяет возможности их применения.

Работа была частично выполнена при финансовой поддержке по гранту РНФ-ККФН № 22-12-20019.

Список использованной литературы:

1. Liang K.-C., Chaudhury R.P., Lorenz B., Sun Y.Y., Bezmaternykh L.N., Temerov V.L. and Chu C.W. // Phys.Rev. B 83. 2011. 180417(R).
2. Usui T., Tanaka Y., Nakajima H., Taguchi M., Chainani A., Oura M., Shin S., Katayama N., Sawa H., Wakabayashi Y., Kimura T. // Nature Materials 13, 2014, 611.
3. Goldner Ph., Guillot-Noël O., and Petit J., Popova M., Bezmaternykh L. //Phys. Rev. B76, 2007, 165102.
4. Malakhovskii A.V., Gnatchenko S.L., Kachur I.S., Piryatinskaya V.G., Sukhachev A.L., Gudim I.A.//JALCOM (2012), doi: http://dx.doi.org/10.1016/j.jallcom.2012.07.061
5. Gudim I.A., Eremin E.V., Temerov V.L. // Journal of Crystal Growth 312 (2010) 2427–2430.

УДК 537.622.6

Синтез Mn-замещенных гексаферритов бария гидротермальным методом, исследование их магнитных свойств и структурных особенностей

Аль-Хафаджи Х.И.

аспирант кафедры технологии материалов электроники НИТУ МИСИС

Миронович А.Ю.

к. т. н., доцент кафедры технологии материалов электроники НИТУ МИСИС

Костишин В.Г.

д.ф.-м. н., заведующий кафедры технологии материалов электроники НИТУ МИСИС

Аннотация. *Методом гидротермального синтеза с последующим отжигом получены порошки Mn-замещенного гексаферрита бария* $BaFe_{12-x}Mn_xO_{19}$ *(x = 0, 0.1, 0.2, 0.3 и 0.4). Исследования фазового состава подтвердили образование гексаферрита и отсутствие сторонних включений во всех образцах. С помощью мессбауэровской спектроскопии установлено катионное распределение Mn по подрешеткам гексаферрита. Вхождение Mn в феррит приводит к снижению его намагниченности и коэрцитивной силы. Установлено, что при определенной концентрации Mn образование гексаферрита происходит сразу после гидротермальной обработки.*

Ключевые слова: *гексаферрит бария, гидротермальный синтез, магнитные свойства*

Synthesis of Mn-substituted barium hexaferrites by the hydrothermal method, study of its magnetic properties and structural features

Al-Khafaji H.I.,

Postgraduate Student, Department of Technology of Electronic Materials, NUST MISIS

Mironovich A.Y.,

Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Department of Technology of Electronic Materials, NUST MISIS

Kostishin V.G.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of Department of Technology of Electronic Materials, NUST MISIS

Annotation. *Powders of Mn-substituted barium hexaferrite $BaFe_{12-x}Mn_xO_{19}$ (x = 0, 0.1, 0.2, 0.3 and 0.4) were obtained by hydrothermal synthesis followed by thermal treatment. Phase composition studies confirmed the formation of hexaferrite and the absence of foreign inclusions in all samples. Using Mössbauer spectroscopy, the cationic distribution of Mn over the hexaferrite sublattices was established. The incorporation of Mn into ferrite leads to a decrease in its magnetization and coercivity. It has been established that at a certain concentration of Mn, the formation of hexaferrite occurs after hydrothermal treatment.*

Keywords: *barium hexaferrite, hydrothermal synthesis, magnetic properties*

Гексаферрит бария М-типа представляет собой сложный оксид с формулой $BaFe_{12}O_{19}$ и структурой, изоморфной магнетоплюмбиту и описываемой пространственной группой $P6_3/mmc$. Этот материал широко используется в различных областях техники с 1952 года, в котором он впервые был представлен фирмой Phillips [1]. Несмотря на длительную историю использования, исследования этого материала актуальны и сегодня, поскольку его свойства чувствительны к химическому составу и методу синтеза, что открывает возможность контролируемым образом изменять его характеристики. Одно из популярных направлений таких исследований – изучение влияния изоморфных замещений на структуру и свойства гексаферритов [2–4]. В решетке гексаферрита М-типа ионы железа распределены по пяти различным структурным позициям. Катионы разных металлов имеют предпочтения занимать определенные подрешетки в зависимости от их типа и условий синтеза [5]. Таким образом, ферриты одного и того же химического состава могут иметь разные характеристики из-за разного распределения катионов. Это порождает многообразие комбинаций методов синтеза и замещающих элементов, изучение которых представляет определенный интерес. Исследуемая в данной работе комбинация – это метод гидротермального синтеза и замещение железа на марганец.

Гексагональные ферриты состава $BaFe_{12-x}Mn_xO_{19}$ (x = 0, 0.1, 0.2, 0.3 и 0.4) изготавливались посредством смешения раствора солей (хлорида марганца (II) и нитратов железа (III) и бария) с раствором гидроксида натрия. Полученную смесь загружали в автоклав и выдерживали при 180 °C в течение 4 ч. Образовавшийся осадок сушился и отжигался при 900 °C для формирования структуры магнетоплюмбита. Полученные порошки исследовали на рентгеновском дифрактометре, мессбауэровском спектрометре и вибрационном магнитометре.

Рентгенофазовый анализ показал, что все образцы являются однофазными гексаферритами бария. С помощью обработки дифрактограмм по методу Ритвельда было установлено, что замещения Fe на Mn приводят к уменьшению объема кристаллической решетки. Согласно расчетам средних размеров кристаллитов (ОКР), образующиеся частицы $BaFe_{12}O_{19}$ имеют пластинчатую форму с диаметром порядка 90 нм и толщиной порядка 60 нм. В качестве примера на рис. 1 представлена микрофотография полученных частиц, демонстрирующая, что их реальные размеры хорошо совпадают с расчетными для толщины, но не для ширины. Для ферритов $BaFe_{12-x}Mn_xO_{19}$ при x = 0.3 и x = 0.4 происходит резкое уменьшение ОКР до 18–25 нм вдоль направления [001] (толщина пластинчатого кристаллита) и умеренное уменьшение вдоль направления [100] до ≈ 70 нм. Данные изменения отражаются и на магнитных свойствах порошков. Особенно существенно уменьшается коэрцитивная сила (см. табл. 1).

Наиболее интересным представляется тот факт, что до высокотемпературного отжига порошки $BaFe_{12-x}Mn_xO_{19}$ с x = 0.3; 0.4 проявляли видимую реакцию на магнит, что не наблюдалось в случаях остальных образцов. В ранее проведенных исследованиях в схожих

условиях были получены ферриты $BaFe_{12}O_{19}$ [6], $SrFe_{12}O_{19}$ [6], $BaFe_{12-x}Co_xO_{19}$ [7], $BaFe_{12-x}Ni_xO_{19}$ [8]. Во всех этих примерах не регистрировалось существенного взаимодействия порошков с внешним магнитным полем сразу после гидротермальной обработки. Это обуславливается тем, что в таких условиях синтеза в автоклаве образуется ферригидрит, не обладающий значительной намагниченностью. На рис. 2 представлены дифрактограммы и мессбауэровские спектры полученных порошков $BaFe_{12}O_{19}$ до отжига (ферригидрит, не обладает магнитным упорядочением), после отжига (гексаферрит, ферримагнетик), а также $BaFe_{12-x}Mn_xO_{19}$ (x = 0.4) до отжига. Как можно заметить, рефлексов ферригидрита у образца $BaFe_{12-x}Mn_xO_{19}$ не наблюдается, а рефлексы гексаферрита (особенно (107) на 32.3°) заметно шире, чем у отожженного $BaFe_{12}O_{19}$. Это говорит о том, что либо гексаферрит образуется с большим количеством дефектов, либо размеры частиц (вероятно, именно их толщина) крайне малы. При этом на мессбауэровском спектре наблюдается сверхтонкая структура (секстеты), характерная для магнитоупорядоченных фаз, но при этом параметры компонент (в частности, величина магнитного поля на ядре Fe) не соответствуют таковым для гексаферрита бария. Также на мессбауэровском спектре $BaFe_{12-x}Mn_xO_{19}$ имеется дублет, что может быть признаком или наличия ферригидрита, не детектируемого с помощью рентгеновской дифракции, или наличия суперпарамагнитной фракции гексаферрита, или большой доли поверхностных атомов железа с нарушенными суперобменными связями из-за малого размера частиц.

Таблица 1. Магнитные параметры ферритов $BaFe_{12-x}Mn_xO_{19}$

Содержание Mn x, форм. ед.	Намагниченность насыщения M_s, $А·м^2/кг$	Остаточная намагниченность M_r, $А·м^2/кг$	Коэрцитивная сила H_c, Э
0	65.88	34.25	5629
0.1	65.25	34.07	5478
0.2	64.31	32.67	4951
0.3	56.14	21.24	3781
0.4	55.84	20.54	2385

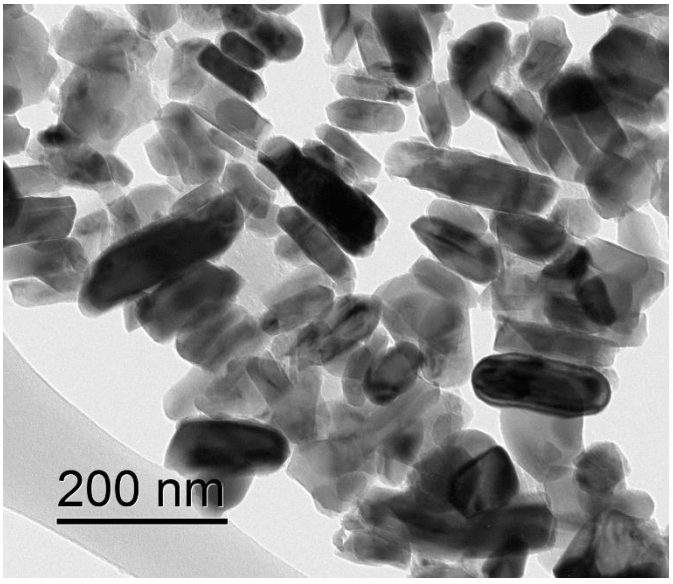


Рис. 2. Электронная микрофотография частиц $BaFe_{12}O_{19}$

Таким образом, хотя замещения железа на марганец в $BaFe_{12-x}Mn_xO_{19}$ не приводят к улучшению магнитных характеристик феррита, а даже, напротив, существенно их снижают, полученные результаты представляют научный и практический интерес. Так, установлено, что наличие определенной концентрации ионов марганца в прекурсоре гексаферрита способствует образованию $BaFe_{12}O_{19}$ в гидротермальных условиях при 180 °C. Дальнейшие

исследования в этом направлении могут способствовать упрощению синтеза однодоменных частиц гексаферрита бария для создания материалов с высокой коэрцитивной силой, а также нанодисперсных суспензий $BaFe_{12}O_{19}$ для медицинских приложений.

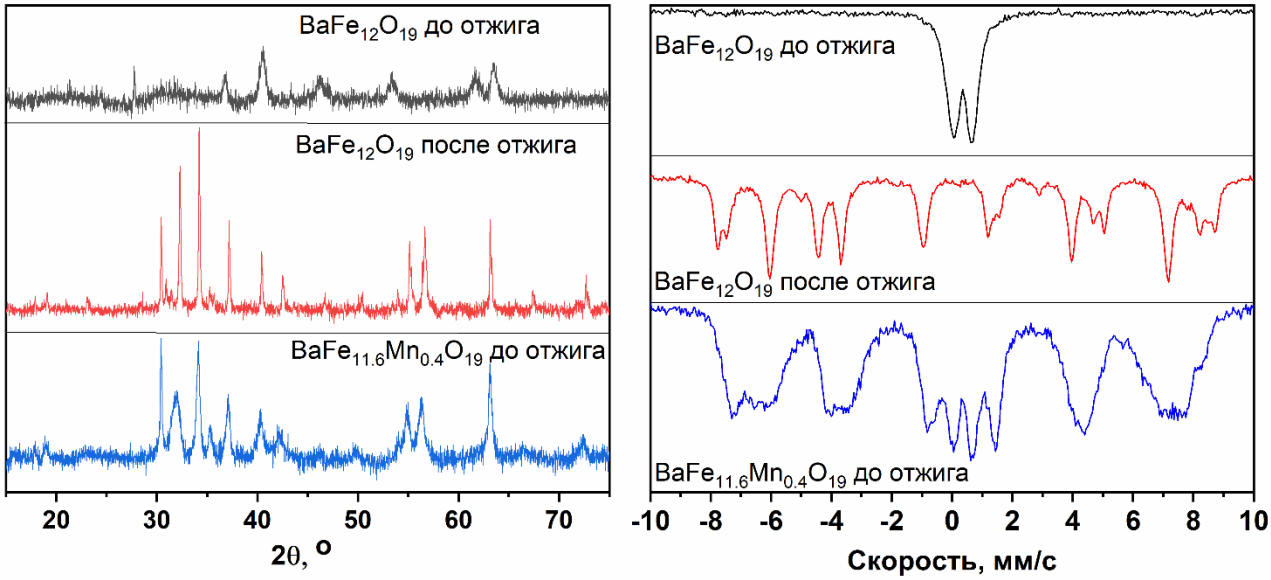


Рис. 2. Рентгеновские дифрактограммы и мессбауэровские спектры образцов $BaFe_{12}O_{19}$ (до и после отжига) и $BaFe_{11.6}Mn_{0.4}O_{19}$ (до отжига)

Список использованных источников:

1. Went J. J. Ferroxdure, a class of permanent magnetic materials // Philips Techn. Rev. – 1952. – V. 13. – P. 194–208.
2. Yang Y., Feng S., Kan X. et al. Synthesis, Magnetic and electrical characteristics of Ba-Sr hexaferrites substituted with samarium, chromium and aluminum // Chemistry Select. – 2021. – V. 6. – N. 3. – P. 470-479.
3. Zhang W., Li J., Yi S. et al. Influence of La-Nb co-substituted Sr ferrite on microstructure, spectrum and magnetic properties of hexaferrites // J. Alloys Compd. – 2021. – V. 871. – P. 159563.
4. Slimani Y., Unal B., Almessiere M.A. et al. Investigation of AC susceptibility, dielectric and electrical properties of Tb–Tm co-substituted M-type Sr hexaferrites // Mater. Chem. Phys. – 2021. – V. 260. – P. 124162.
5. Vinnik D.A., Zherebtsov D.A., Mashkovtseva L.S. et al. Growth, structural and magnetic characterization of Co-and Ni-substituted barium hexaferrite single crystals // J. Alloys Compd. – 2015. – V. 628. – P. 480–484.
6. Mironovich A.Y., Kostishin V.G., Shakirzyanov R.I. et al. Effect of the Fe/Ba and Fe/Sr ratios on the phase composition, dielectric properties and magnetic characteristics of M-type hexaferrites prepared by the hydrothermal method // J. Solid State Chem. – 2022. – V. 316. – P. 123625.
7. Mironovich A.Y., Kostishin V.G., Al-Khafaji H.I. et al. Magnetic and structural properties of Co-substituted barium hexaferrite synthesized by hydrothermal method // J. Magn. Magn. Mater. – 2023. – V. 588. – P. 171469.
8. Mironovich A.Y., Kostishin V.G., Al-Khafaji H.I. et. al. Study of structure, cation distribution and magnetic properties of Ni substituted M-type barium hexaferrite // Materialia. – 2023. – V. 32. – P. 101898.

УДК 538.9

Раствор-расплавный синтез Mn-содержащих оксиборатов со структурами людвигита и гаудефройита

Мошкина Е.М.

с.н.с., к.ф.-м.н., Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленного подразделения ФИЦ КНЦ СО РАН

Молокеев М.С.

с.н.с., к.ф.-м.н., Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленного подразделения ФИЦ КНЦ СО РАН

Еремин Е.В.

с.н.с., д.ф.-м.н., Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленного подразделения ФИЦ КНЦ СО РАН

Кох Д.

инженер, аспирант, Федеральный исследовательский центр "Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук"

Аннотация. *Исследуются особенности синтеза Mn-содержащих оксиборатов со структурами людвигита и гаудефройита из многокомпонентных растворов-расплавов на основе Bi_2O_3-MoO_3-B_2O_3, разбавленных Na_2CO_3. Анализируются закономерности фазообразования и механизмы изменения валентности катионов марганца в зависимости от состава растворителя. Представлена структурная и магнитная характеризация полученных соединений.*

Ключевые слова: *раствор-расплавный синтез, людвигиты, гаудефройиты*

Flux synthesis of Mn-contained oxyborates with ludwigite and gaudefroyite structure

Moshkina E.M.

Senior Researcher, Dr.Sc., Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Molokeev M.S.

Senior Researcher, Dr.Sc., Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Eremin E.V.

Senior Researcher, Dr.Sc., Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Kokh D.

engineer, post graduate student, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *The peculiarities of the synthesis of Mn-contained oxyborates with ludwigite and gaudefroyite structure in the multicomponent fluxes based on Bi_2O_3-MoO_3-B_2O_3, diluted by Na_2CO_3 are under study. The regularities of the phase formation and the process of manganese cations valence state change depending on the solvent composition are being analyzed. The structural and*

magnetic characterization of the obtained samples are presented.

Keywords: *flux synthesis, ludwigites, gaudefroyites*

Соединения, содержащие марганец, характеризуются широким разнообразием физических свойств, в том числе ввиду способности данного элемента относительно легко изменять катионную валентность, подстраиваясь под ту или иную кристаллическую структуру для соблюдения правила электронейтральности. Эта особенность может одновременно рассматриваться как преимущество и как недостаток, ввиду возникновения неопределенности и недостижимости определенной фазы, в частности, в процессе приготовления образцов. При работе с оксидными соединениями высокотемпературными методами выращивания монокристаллов, существенные ограничения налагает температурный интервал 900-1100˚C, в котором происходит разложение оксида $Mn^{3+}{}_2O_3$ с потерей кислорода ($3Mn_2O_3 \rightarrow 2Mn_3O_4 + O_2\uparrow$) и образованием двухвалентного марганца в составе исходных компонентов. Изменение состава влечет за собой изменение кристаллизующейся фазы и недостижимость планированной. Таким образом, контроль и стабилизация валентности марганца на этапе роста является приоритетной задачей [1-3].

Для решения таких задач хорошо зарекомендовал себя раствор-расплавный метод для выращивания монокристаллических образцов [1-5]. В данном методе, помимо кристаллообразующего вещества, присутствуют компоненты растворителя, позволяющие влиять как на термодинамические условия роста, варьируя вязкость среды, температуры и скорости роста, так и на химические – они способны влиять на состав кристаллизующейся фазы, не являясь ее составляющими [1].

Основными объектами исследования данной работы являются оксибораты со структурой людвигита с общей формулой $M1^{3+}M2^{2+}{}_2BO_5$ (M1, M2 – катионы переходных металлов) [1-3, 5] и со структурой гаудефройита $ReCa_3(M^{3+}O)_3(BO_3)_4$ (Re – редкоземельный катион, M – катион переходного металла, Mn^{3+} в данном случае) [6-7]. Одной из особенностей людвигитов является присутствие разновалентных катионов в структуре, что делает синтез данных соединений непростой задачей. В структуре гаудефройита марганец присутствует лишь в валентности 3+, в отличие от людвигитов, поэтому, вызывает интерес рассмотрение процессов роста данных соединений в подобных раствор-расплавных системах.

Для выращивания Mn-содержащих оксиборатов со структурой людвигита $Mn_{3-x}Cu_xBO_5$, $Mn_{3-x}Ni_xBO_5$ и $Mn_{3-x}Co_xBO_5$, ранее были использованы растворы-расплавы на основе тримолибдата висмута $Bi_2Mo_3O_{12}$-B_2O_3, разбавленные карбонатами щелочных металлов Na_2CO_3 или Li_2CO_3 [5]. Нужно отметить, что в медных и никелевых людвигитах трехвалентная подсистема всегда занята лишь катионами марганца, а в кобальтовом и катионы кобальта и катионы марганца могут находиться в валентностях 2+ и 3+. Обобщенная раствор-расплавная система для выращивания Mn-содержащих людвигитов может быть записана в следующем квазибинарном виде:

$$(100-n)\%\ mass.\left(Bi_2Mo_3O_{12} + p\ B_2O_3 + q\ Na_2O\right) + \\ + n\ \%\ mass.\left(\frac{3-x}{2}Mn_2O_3 + x\ MeO + 0.5\ B_2O_3\right) \quad (1)$$

где n – концентрация кристаллообразующих окислов; p и q – молярные коэффициенты оксидов

B_2O_3 и Na_2O, соответственно; x – концентрация переходного металла Me = Cu, Ni, Co. Особенностью роста людвигитов в раствор-расплавной системе (1) является невозможность получения данной фазы в отсутствии оксида Na_2O (результат разложения карбоната Na_2CO_3 при нагревании и потери углекислого газа CO_2). В таком случае высокотемпературной кристаллизующейся фазой является молибдат $Mn^{2+}_{1-x}Me^{2+}_xMoO_4$, содержащий только двухвалентные катионы переходных металлов, находящихся в растворе-расплаве. Даже небольшие добавки Na_2CO_3 приводят к появлению Mn^{3+} - содержащей фазы. Таким образом, имеются прямые доказательства стабилизации катионов марганца в валентности 2+ с помощью MoO_3 – компонента растворителя. А также косвенное свидетельство того, что оксид Na_2O влияет на образование, либо фиксацию, Mn^{3+} - содержащей фазы. Механизм такого влияния может быть двойным: во-первых, избыток молибдена фиксируется натрием с помощью формирования связи Na_2MoO_4 – она преимущественнее связи $MnMoO_4$, во-вторых, натрий способен связывать марганец с образованием оксидов Na-Mn-O с более высокими степенями окисления марганца (3+, 4+). Оба механизма были доказаны экспериментально [1, 6].

Для поиска фазы оксиборатов со структурой гаудефройита $ReCa_3(M^{3+}O)_3(BO_3)_4$ были исследованы системы, подобные (1). Однако результирующая раствор-расплавная система, которая была использована для получения данных соединений, существенно отличается от (1), и может быть записана в следующем квазибинарном виде как:

$$\begin{aligned}(100-n)\%\ mass.\left(Bi_2O_3 + q\ Na_2B_4O_7 + p\ Na_2O + s\ B_2O_3\right)+\\ +\ n\%\ mass.\left(1.5Mn_2O_3 + 0.5\,\mathrm{Re}_2O_3 + 3CaO + 2B_2O_3\right)\end{aligned} \quad (2)$$

где q, p и s – молярные коэффициенты оксидов $Na_2B_4O_7$, Na_2O и B_2O_3, соответственно. Они выбирались в пределах q = 0.2-0.3, p = 0.2-0.93, s = 0.2-1.

Основным отличием системы (2) от системы (1) является отсутствие в растворителе оксида молибдена MoO_3. На первоначальном этапе исследования при проработке растворителя на основе $Bi_2Mo_3O_{12}$ для получения гаудефройитов, было обнаружено, что высокотемпературной кристаллизующимися фазами в такой системе в широком диапазоне температур являются фазы молибдатов $CaMoO_4$ / $NaGd(MoO_4)_2$, либо кристаллизация твердого раствора данных соединений. Причем, несмотря на существование соединения $Mn^{2+}MoO_4$, примешивания марганца к кальцию не происходит – возможно, из-за присутствия в растворе-расплаве Na-содержащих соединений. Попытка смены фаз путем варьирования состава добавками Mn_2O_3 и Na-содержащих компонентов Na_2O и $Na_2B_4O_7$ привела к кристаллизации соединений и с катионами Mn^{3+} и с катионами Mn^{2+} в составе – $Mn^{2+}Mn^{3+}{}_2O_4$ и $Mn^{2+}Mn^{3+}BO_4$ – при их совместной кристаллизации в разном процентном соотношении массовых долей в зависимости от добавок B_2O_3. Однако фазы, содержащие катионы Mn^{2+} также присутствуют, что является помехой на пути получения фазы $GdCa_3(MnO)_3(BO_4)_3$, которая содержит марганец только с валентностью 3+. Далее, исключение MoO_3 из растворителя позволило исключить конкурирующую фазу молибдата $CaMoO_4/NaGd(MoO_4)_2$ и привело к смене НТСР на желаемую фазу гаудефройита как при стехиометричном соотношении кристаллообразующих компонентов, так и при некоторых отклонениях от него.

Фазовый состав полученных образцов исследован с помощью метода порошкового рентгеноструктурного анализа. Структура и химический состав оксиборатов со структурой людвигита и гаудефройита изучались с помощью монокристального рентгеноструктурного

анализа и метода EDX (energy dispersive X-ray spectroscopy). Наряду со структурной характеризацией, изучались магнитные свойства полученных образцов. Исследованы температурные и полевые зависимости намагниченности людвигитов и гаудефройитов, уточнены температуры и характер фазовых переходов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-20019 (https://rscf.ru/project/22-12-20019/), Красноярского краевого фонда науки.

Список использованных источников:

1. Moshkina E., Seryotkin Y., Bovina A., Molokeev M., Eremin E., Belskaya N., Bezmaternykh L. Crystal formation of Cu-Mn-containing oxides and oxyborates in bismuth-boron fluxes diluted by MoO_3 and Na_2CO_3 // J. Cryst. Growth. – 2018. – V. 503. – P. 1–8.

2. Sofronova S., Moshkina E., Nazarenko I., et al, Chemical disorder reinforces magnetic order in ludwigite $(Ni,Mn)_3BO_5$ with Mn^{4+} inclusion // J. Magn. Magn. Mater. – 2018. – V. 465. – P. 201-210.

3. Moshkina E., Krylov A., Kokh D., Shabanova K., Molokeev M., Bovina A., Plyaskin M., Rostovtsev N., Bezmaternykh L. Multicomponent Flux Growth and Composition Control of Cu_2MnBO_5:Ga Ludwigites // CrystEngComm. – 2022. – V. 24. – P. 3565-3575.

4. Moshkina E., Seryotkin Y., Bayukov O. et al, Flux Growth and Phase Diversity of Triple Oxides of Transition Metals $(Mn,Fe,Ga)_2O_3$ in Multicomponent Fluxes Based on Bi_2O_3-MoO_3-B_2O_3-Na_2O // CrystEngComm. – 2023. – V. 25. – P. 2824-2834.

5. Moshkina E., Bovina A., Molokeev M. et al, Study of flux crystal growth peculiarities, structure and Raman spectra of double $(Mn,Ni)_3BO_5$ and triple $(Mn,Ni,Cu)_3BO_5$ oxyborates with ludwigite structure// CrystEngComm. – 2021. – V. 23 (33). – P. 5624-5635.

6. Moshkina E., Belskaya N., Bashleev Z., Molokeev M., Soloviev L., Shabanova K. Crystal growth of $ReCa_3Mn_3O_3(BO_3)_4$ (Re = Gd, Y) gaudefroyite: Phase sequence and equilibrium study in multi-component fluxes // J. Cryst. Growth. – 2022. – V. 600. – P. 126917.

7. Gao Jianhua, Li Shuai. $BiSr_3(YO)_3(BO_3)_4$: A New Gaudefroyite-Type Rare-Earth Borate with Moderate SHG Response // Inorg. Chem. – 2012. – V. 51. – P. 420−424.

УДК 538.955, 54.057

Формирование, структура и магнитные трансформации поликристаллического Ni_2CrBO_5 со структурой людвигита

Бельская Н.А.

м.н.с, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

Еремин Е.В.

д.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ИФ СО РАН

Васильев А.Д.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ИФ СО РАН

Гаврилкин С.Ю.

к.ф.-м.н., н.с., Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

Красилин А.А.

д.х.н., зав. лаб, в.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

Казак Н.В.

д.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ИФ СО РАН

Аннотация. *В работе представлен способ получения однофазного никель-хромового оксибората Ni_2CrBO_5 со структурой людвигита твердофазным методом. Измерения намагниченности и теплоемкости показали, что соединение испытывает переход в магнитоупорядоченное состояние при T_N=140 K. При T = 30 K наблюдаются аномалии намагниченности и теплоемкости, возможно связанные с упорядочением одной или нескольких магнитных подрешеток.*

Ключевые слова: *смешанно-валентные оксибораты, людвигиты, мультиферроики, твердофазный метод синтеза, поликристаллы, антиферромагнетики*

Formation, structure and magnetic transformations of polycrystalline Ni_2CrBO_5 with ludwigite structure

Belskaya N.A.

PhD-student, junior researcher, Ioffe Institute

Eremin E.V.

Dr.Sc., senior researcher
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Vasiliev A.D.

PhD, senior researcher
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Gavrilkin S.Yu.

PhD, senior researcher, Lebedev Physical Institute RAS

Krasilin A.A.

Dr.Sc., leading researcher, head of laboratory, Ioffe Institute

Kazak N.V.

Dr.Sc., senior researcher
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *The work presents a method of obtaining single-phase nickel-chromium oxyborate Ni_2CrBO_5 with ludwigite structure by solid-phase method. Magnetization and heat capacity measurements showed that the compound experiences a transition to a magnetically ordered state at T_N = 140 K. At T = 30 K, anomalies of magnetization and heat capacity are observed, possibly related to the ordering of one or more magnetic sublattices.*

Keywords: *mixed-valent oxiborates, ludwigites, multiferroics, solid-phase synthesis method, polycrystals, antiferromagnetics*

Оксибораты переходных металлов со структурой людвигита представляют класс магнетиков с фрустрацией обменных взаимодействий и чрезвычайно интересны с точки зрения магнетизма, поскольку демонстрируют богатый спектр магнитных явлений: случайные спиновые цепочки, спиновые лестницы, дальний магнитный порядок, состояние спинового стекла [1, 2, 3]. Структура людвигита является квазидвумерной, содержит четыре неэквивалентные катионные позиции, которые с разной вероятностью заняты двух- и трехвалентными ионами (рис. 1). Ионы двухвалентных металлов предпочитают занимать неэквивалентные кристаллографические

позиции M1, M2 и M3, соответствующие позициям 2a, 2b и 4g по Вайкоффу, соответственно. Эти позиции образуют плоскости, разделенные боратными группами и кристаллографической позицией M4, которую заполняют трехвалентные ионы. Экспериментального подтверждения существования смешанно-валентного Ni_3BO_5 до сих пор не получено. Однако замещение Ni^{3+} на Mn^{3+} или Fe^{3+} приводит к формированию фазы со структурой людвигита [3, 4]. Среди переходных металлов ион Cr^{3+} занимает особое место благодаря магнитоэлектрическим эффектам, обнаруженным в редкоземельных ортохроматах $ReCrO_3$ (Re – редкоземельный ион) [5] и недавно в Cu_2CrBO_5 со структурой людвигита, в котором одновременно возникает спонтанная поляризация и антиферромагнитное упорядочение [6]. В связи с этим особый интерес представляет получение оксибората Ni_2CrBO_5 со структурой людвигита, в котором замещение Ni^{3+} на Cr^{3+} может повлиять на функциональные свойства материала и расширить предполагаемые области его применения.

Соединение Ni_2CrBO_5 было получено твердофазным методом. Фазовый состав образцов в процессе поисковых исследований контролировался методом порошковой рентгеновской дифракции. После подбора условий термообработки и соотношения оксидов (Ni_2O_3, Cr_2O_3, B_2O_3) был получен однофазный порошкообразный образец Ni_2CrBO_5. Обнаружена орторомбическая структура с пространственной группой *Pbam* (55). Параметры элементарной ячейки составляют a=9.20195 Å, b=12.11049 Å, c=2.98407 Å, V=332.545244 Å^3. Было обнаружено нетипичное для людвигитов катионное распределение: кристаллографические позиции M1 и M3 заняты ионами Ni^{2+}, M2 почти полностью занята ионами Cr^{3+}, а позиция M4 занята атомами Ni^{2+} и Cr^{3+} в соотношении 0.5/0.5 (рис. 1), валентные состояния для каждого кристаллографического узла были уточнены используя метод сумм валентных связей (BVS).

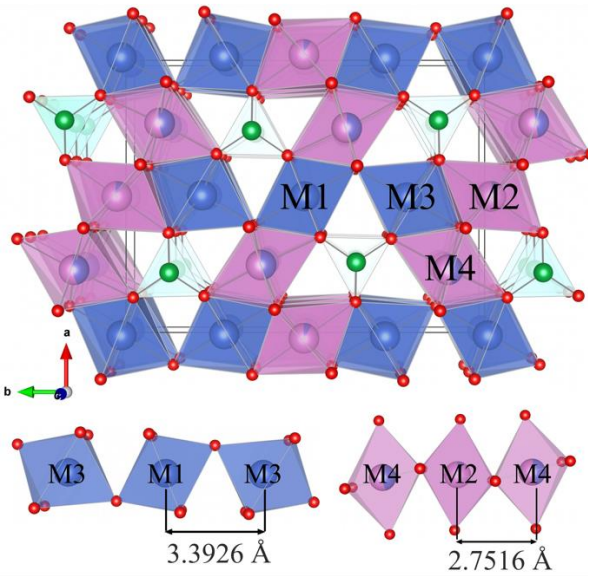


Рис.1 - Кристаллическая структура Ni_2CrBO_5 (ab-плоскость) - два типа триад выделены синим и розовым цветом. Бор-кислородные треугольники показаны зеленым цветом. Внизу показаны самые длинные и самые короткие межионные расстояния в триадах M3-M1-M3 и M4-M2-M4, соответственно

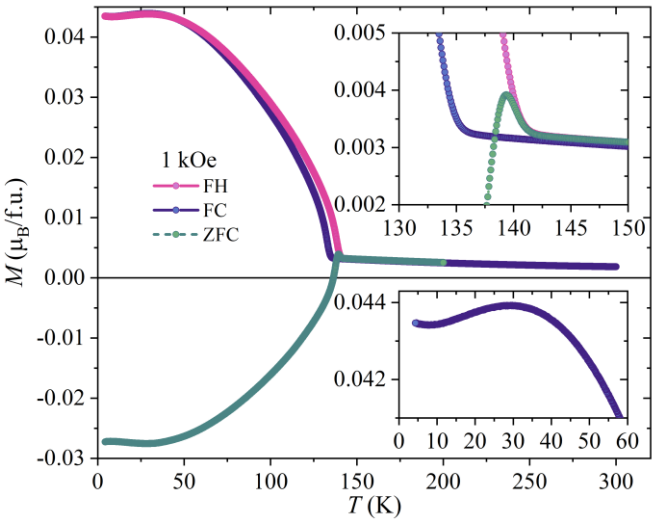


Рис.2 - Температурные зависимости намагниченности Ni_2CrBO_5, измеренные в режимах с нулевым охлаждением (ZFC), полевым охлаждением (FC) и полевым нагревом (FH), H = 1 кЭ. Верхняя вставка: увеличенный масштаб кривых M(T) вблизи магнитного перехода T_N. Нижняя вставка: куполообразная аномалия намагниченности (FC).

Измерения намагниченности, измеренные во внешнем магнитном поле 1 кЭ, выявили две температурные аномалии: высокотемпературную при 140 К и куполообразную аномалию около 30 К (рис. 2). Отрицательная парамагнитная температура Кюри-Вейсса, найденная из обработки высокотемпературной части обратной магнитной восприимчивости по закону Кюри-Вейсса, указывает на преобладание антиферромагнитных взаимодействий, приводящих к установлению антиферромагнитного порядка при T_N=140 К, ниже этой температуры наблюдаются явления реверса намагниченности. Температурные зависимости удельной теплоемкости, измеренные во внешнем магнитном поле 0 Э и 90Э, содержат λ- пик вблизи 140 К, что позволяет заключить, что соединение претерпевает фазовый переход второго рода из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние при T_N. Наши результаты показали, что Ni_2CrBO_5 является своеобразным людвигитом как по структурным, так и по магнитным свойствам, где цепочки Cr, вероятно, играют решающую роль в межподрешеточных взаимодействиях, уменьшая фрустрацию обменных взаимодействий и, таким образом, поддерживая дальний магнитный порядок. При этом Ni_2CrBO_5 обладает самой высокой температурой Нееля среди известных людвигитов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта 24-12-20012.

Список использованных источников:

1. N. V. Kazak, Anisotropic thermal expansion and electronic transitions in the Co_3BO_5 ludwigite // Dalton Trans. – 2022. – №51. – P. 6345–6357.
2. N. V. Kazak, Spin state crossover in Co_3BO_5 // Phys. Rev. B. – 2021. –№103. – P. 094445.
3. E. M. Moshkina, Magnetism and structure of Ni_2MnBO_5 ludwigite // J. Magn. Magn. Mater. – 2016. –№402. – P. 69–75.
4. J. C. Fernandes, Magnetic interactions in the ludwigite $Ni_2FeO_2BO_3$, Phys. Rev. B. – 1998. –№58. – P. 287–292.
5. B. Rajeswaran, Ferroelectricity Induced by Cations of Nonequivalent Spins Disordered in the Weakly Ferromagnetic Perovskites, $YCr_{1-x}M_xO_3$ (M = Fe or Mn), Chem Mater. – 2012. –№24. – P. 3591–3595.
6. F. Damay, High temperature spin-driven multiferroicity in ludwigite chromocuprate Cu_2CrBO_5, Appl. Phys. Lett. – 2021. –№118. – P. 192903.

УДК 537.9

Монокристаллы кобальт-марганцевых двойных перовскитов $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ и $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$: структурные и магнитные данные

Мостовщикова Е.В.

д.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник лаборатории магнитных полупроводников ИФМ УрО РАН

Наумов С.В.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник лаборатории магнитных полупроводников ИФМ УрО РАН

Степанов А.

инженер лаборатории магнитных полупроводников ИФМ УрО РАН

Аннотация. *Выращены монокристаллы двойных кобальт-марганцевых перовскитов $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ и $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$. Приводятся структурные характеристики и результаты их магнитных исследований. Обсуждаются вопросы упорядочения в А - и В - подрешетках, влияние содержания кислорода на свойства и связанные магнитные переходы.*

Ключевые слова: *двойные перовскиты, монокристаллы, магнитные свойства*

Single crystals of cobalt-manganese double perovskites $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ and $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$: structural and magnetic data

Mostovshchikova E.V.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Leading Researcher, Laboratory of Magnetic Semiconductors, IMP UB RAS

Naumov S.V.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Laboratory of Magnetic Semiconductors, IMP UB RAS

Stepanov A.

Engineer, Laboratory of Magnetic Semiconductors, IMP UB RAS

Annotation. *Single crystals of double cobalt-manganese perovskites $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ and $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$ were grown. The structural characteristics and results of their magnetic studies are presented. Issues of ordering in the A and B sublattices, the influence of oxygen content on the properties and associated magnetic transitions are discussed*

Keywords: *double perovskites, single crystals, magnetic properties*

Упорядоченные двойные кобальтиты и манганиты со слоистой 112 – структурой в последнее время привлекают значительный интерес исследователей благодаря разнообразию электромагнитных свойств в этих соединениях. Это колоссальное магнитосопротивление,

зарядовое упорядочение, разделение фаз, переход металл-диэлектрик. Системы со смешанными катионами Co/Mn типа R_2CoMnO_6 демонстрируют более сложное магнитное поведение, что определяется возможностью существования ионов Co и Mn разной валентности, между которыми возникает обменное взаимодействие разного рода. Одним из возможных факторов, влияющих на эти обменные взаимодействия, может быть упорядочение ионов Co и Mn (упорядочение в B-подрешетке) [1-3]. Влиять на обменные взаимодействия и, следовательно, на магнитную и зарядовую подсистему, можно также замещая редкоземельные ионы щелочноземельными [4]. При этом возникает влияние на свойства одновременно искажений кристаллической структуры за счет несоответствия ионных радиусов и изменения валентности ионов 3d ионов, участвующих в обменных взаимодействиях, а также появляется возможность формирования второго типа упорядочения – упорядочения по A-подрешетке (Pr и Ba). Кроме того, рассматриваемые материалы демонстрируют значительную чувствительность свойств к содержанию кислорода, которое может меняться в широких пределах.

Цель работы вырастить монокристаллы кобальт-манганцевых двойных манганитов $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$ и $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ и исследовать влияние замещения барием, содержания кислорода и Co/Mn упорядочения на кристаллическую структуру и магнитные свойства. Полученные данные сравниваются с поликристаллами тех же составов.

Выращивание монокристаллов $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$ и $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ осуществлялось на установке зонной плавки УРН-2-3П (МЭИ, Россия, Москва). Элементный анализ рентгеноструктурные, рентгенофазовые и магнитные исследования свойств монокристаллов проводились в ЦКП ИФМ УрО РАН.

Поликристаллы $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ и $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$ были синтезированы методом твердофазного синтеза. Рентгенофазовым анализом подтверждено отсутствие примесных фаз. Из полученных поликристаллов выращены монокристаллы $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ и $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$, определены оптимальные условия роста для каждой системы: атмосфера, состав, скорость выращивания монокристаллов. Полученные лауэграммы наших образцов подтверждают их монокристалличность, а элементный анализ равномерное распределение химических элементов по длине слитков. Рентгенофазовый и рентгеноструктурный анализы свидетельствует, что полученные монокристаллы имеют ту же кристаллическую структуру, что и исходные поликристаллические заготовки.

Для установления влияния замещения барием на магнитное состояние рассматриваемых Co-Mn перовскитов измерены температурные зависимости намагниченности (рис.1). Установлено, что в $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$ происходит магнитный фазовый переход из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние при T_c=137 К, а в $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ наблюдается два магнитных перехода при 204 и 177 К, связанные с ферромагнитным сверхобменом Co^{2+}-O-Mn^{4+} и Co^{3+}-O-Mn^{3+} [3], соответственно. Положительная парамагнитная температура Кюри, определенная из данных магнитной восприимчивости, составляет $\theta \approx 122$ К и 70 К для $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$ и $PrBaCoMnO_6$ и указывает на преимущественно ферромагнитные взаимодействия. Обращает на себя внимание, что несмотря на более высокую температуру T_c образца с барием, он имеет почти на два порядка меньшую намагниченность, что согласуется с меньшим значением θ.

Для монокристаллов $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$ и $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ обнаружено менее существенное различие магнитных свойств между собой. В частности, значения T_c более близкие, чем в исходных поликристаллах, и составляют 128 и 109 К. При этом в монокристалле с барием отсутствуют явные признаки второго фазового перехода. Значения намагниченности также различаются меньше, всего на порядок. Парамагнитные температуры Кюри монокристаллов $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$ и $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ близки между собой: 120 К и 129 К, соответственно.

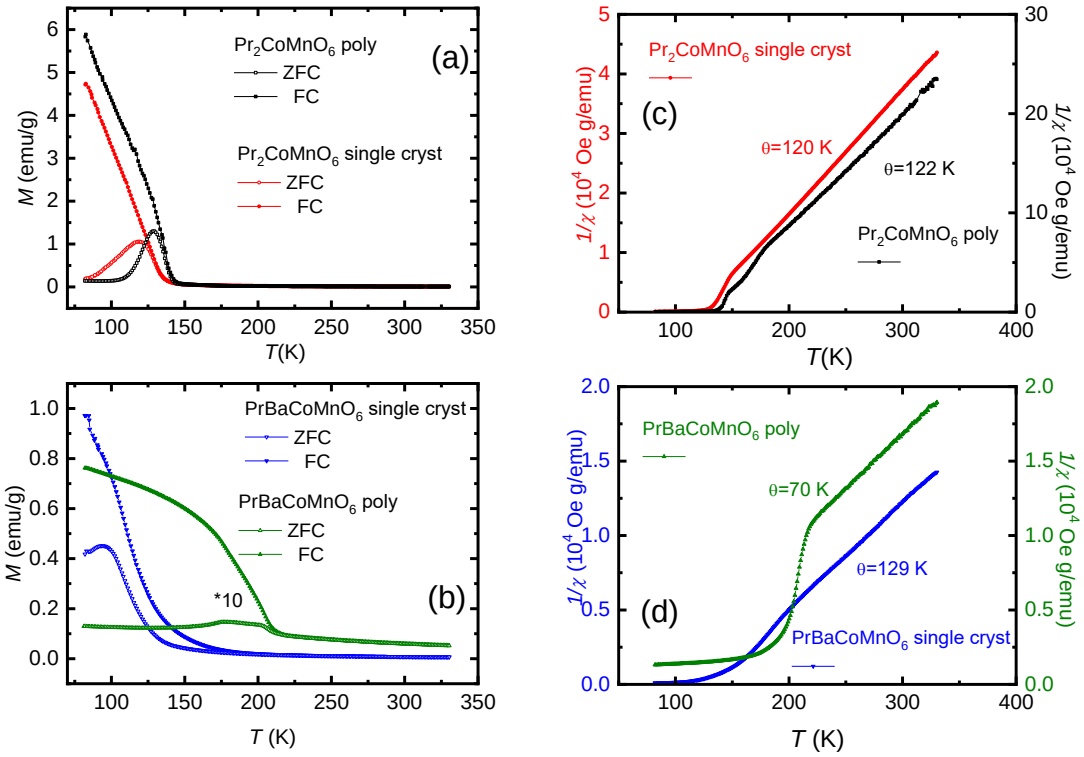


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности (a, b) и обратной магнитной восприимчивости (c, d) поли- и монокристаллов $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$ и $PrBaCoMnO_{6-\delta}$. θ - парамагнитная температура Кюри. Кривая M(T) для поликристалла $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ увеличена в 10 раз.

Наблюдаемые существенные различия магнитных свойств при замещении празеодима барием, которые обнаружены в исходных поликристаллах Co-Mn перовскитов, вероятно, связаны с тем, что присутствие бария приводит к увеличению валентности в части 3d ионов, и кроме обмена Co^{2+}-O-Mn^{4+} и Co^{3+}-O-Mn^{3+} дополнительно возникает обмен Co^{3+}-O-Mn^{4+}. Незначительное изменение магнитных свойств $Pr_2CoMnO_{6-\delta}$ в результате выращивания монокристалла может объясняться возможным изменением кислородной стехиометрии в процессе роста. Сильные различия магнитных характеристик $PrBaCoMnO_{6-\delta}$ могут быть связаны с тем, что при выращивании монокристалла меняется упорядочение в A- и B-подрешетках. Например, в двойных манганитах $RBaMn_2O_6$ переход от упорядоченного к разупорядоченному состоянию приводил к кардинальным изменениям свойств.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Спин», № 122021000036-3)

Список использованной литературы:

1. Kundu A.K., Pralong V., Raveau B., Caignaert V. Magnetic and electrical properties of ordered 112-type perovskite $LnBaCoMnO_{5+\delta}$ (Ln = Nd, Eu) // J. Mater. Sci. – 2011- V.46 -P. - 681-687.
2. Barón-González A. J., Frontera C., García-Muñoz J. L. et al. Effect of cation disorder on structural, magnetic and dielectric properties of La2MnCoO6 double perovskite // J. Phys.: Condens. Matter – 2011 – V. 23 – P. 496003 (11 pp.).
3. Wenjie Liu, Lei Shi, Shiming Zhou, et al. Griffiths phase, spin-phonon coupling, and exchange bias effect in double perovskite Pr_2CoMnO_6 // J. Appl. Phys. – 2014 – V.116. – P.193901.
4. H. Fabrelli, A.G. Silva, M. Boldrin, et al. Structural transitions and spontaneous exchange bias in $La_{2-x}Ba_xCoMnO_6$ series // J. Solid State Chem. – 2023 – V.322 – P.123944

УДК 537.63

Топографирование магнитного поля системы колец Гельмгольца в физическом практикуме

Муравьев-Смирнов С.С.

старший преподаватель кафедры общей физики, ИОПП НИЯУ МИФИ

Липатов К.А.

старший преподаватель, кафедры общей физики, ИОПП НИЯУ МИФИ

Аннотация.

В рамках работы по развитию и обновлению лаборатории «Электричество и магнетизм» кафедры Общей физики НИЯУ МИФИ проведена модернизация лабораторной работы «Изучение поля катушек Гельмгольца». Разработана система двухкоординатного перемещения датчика Холла. Существенно повышена точность линейного позиционирования и угловой ориентации датчика относительно осевого и радиального направлений системы катушек. Усовершенствование измерительной системы позволит выполнять более детальное исследование пространственного распределения магнитного поля, что, в свою очередь, открывает возможности для дальнейшего развития методической составляющей лабораторной работы.

Ключевые слова: *лабораторный практикум, магнитное поле, кольца (катушки) Гельмгольца*

The magnetic field topography of Helmholtz coil system in physics workshop

Muravyev-Smirnov S.S.

Senior lecturer,
Department of General Physics, Institute of General Professional Training,
National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)

Lipatov K.A.

Senior lecturer,
Department of General Physics, Institute of General Professional Training,
National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)

Annotation. *Under the programme of development and renewal of the laboratory "Electricity and Magnetism" of the MEPhI Department of General Physics, the laboratory work "Helmholtz coils field study" was upgraded. A two-coordinate Hall sensor displacement system is developed. The accuracy of linear positioning and angular orientation of the sensor relative to the axial and radial directions of the coil system is significantly improved. The measuring system improvement will allow to perform a more detailed study of the spatial magnetic field distribution. And this is, in turn, opens up opportunities for further development of the methodological component of laboratory work.*

Keywords: *laboratory workshop, magnetic field, Helmholtz Coil*

Для решения многих задач современного лабораторного физического практикума и

экспериментальных исследований влияния постоянного магнитного поля на рабочие характеристики и работоспособность высокочувствительных приборов могут быть использованы катушки с током [1-4]. Катушки Гельмгольца являются удобным инструментом для получения однородных магнитных полей в относительно большом пространственном объёме.

Развитие измерительной техники идет в направлении увеличения чувствительности и точности датчиков магнитного поля [5]. В большинстве случаев это легче, чем добиться уменьшения помех в точке приема, что особенно характерно для магнитометрии. Современные феррозондовые магнитометры дают возможность измерять магнитные поля, интенсивность которых составляет сотые доли нТл. В стандартном оборудовании учебной лаборатории кафедры общей физики НИЯУ МИФИ для измерения магнитного поля катушек используется датчик Холла, который дает возможность измерить только одну составляющую магнитного поля (рис. 1).

Недостатком существующего лабораторного оборудования фирмы Phywe является трудность обеспечения достаточной жесткости конструкции системы колец, большая погрешность при измерении, в зависимости от угла ввода датчика Холла в магнитное поле относительно силовых линий, невысокая точность измерения координат положения датчиков для исследования осевой и радиальной компонент магнитного поля.

Для улучшения удобства эксплуатации и компенсации систематических погрешностей, обусловленных особенностями конструкции лабораторное оборудование фирмы Phywe было модернизировано.

Рис. 1. Установка для изучения свойств магнитного поля колец Гельмгольца

На рис.2 представлен общий вид обновленной установки. Установка смонтирована на массивной плите (с поворотным столиком) из непроводящего немагнитного материала. Поворотный столик представляет из себя немагнитное основание, на котором закреплены соосные кольца. На плите имеются зажимы для фиксации щупа (датчика Холла) тесламетра. Для визуального отсчета на основание нанесены линейные шкалы, а на поворотный столик – специальные метки. Щуп тесламетра может перемещаться в двух перпендикулярных направлениях и фиксируется на требуемом расстоянии от вертикальной оси системы катушек,

которая совпадает с поворотной осью столика. В результате модернизации существенно повышена точность как линейного позиционирования датчика (1 мм) так и угловой ориентации датчика относительно характерных направлений – осевого и радиального – системы катушек (0,7°).

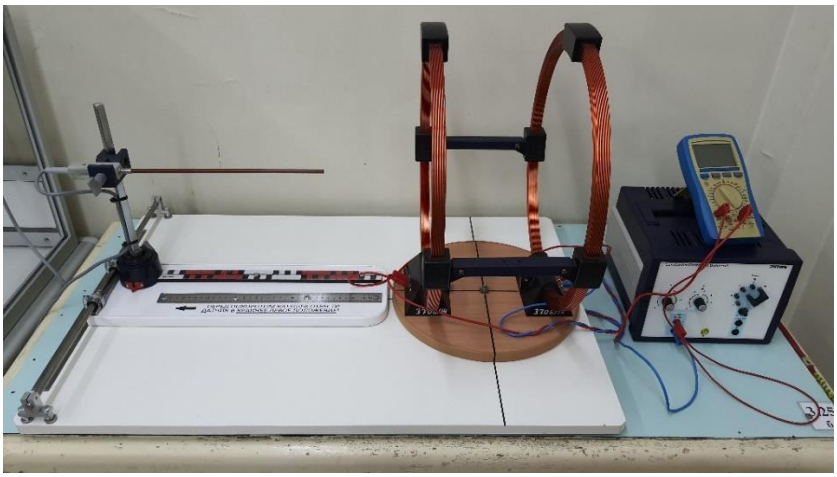


Рис. 2. Модернизированная установка для изучения свойств магнитного поля

Повышение разрешения и точности позиционирования датчика Холла позволило более детально исследовать конфигурацию магнитного поля катушек Гельмгольца, входящих в комплект лабораторной работы [6]. В частности, обнаружена незначительная радиальная асимметрия магнитного поля. Причины возникновения этой асимметрии, а также возможные пути её устранения, представляют собой тему отдельного исследования.

Список использованной литературы:

1. Перов Н.С., Шапаева Т.Б., Грановский С.А. и др. Комплекс упражнений для изучения магнитного поля катушек с током // Физическое образование в ВУЗах. – 2018. – Т. 24, № 4. – С. 17-25.
2. Баранова В.Е., Баранов П.Ф., Муравьев С.В., Учайкин С.В. Создание однородного магнитного поля с помощью системы аксиальных катушек для калибровки магнитометров // Измерительная техника. – 2015. – № 5. – С. 52-56.
3. Батищев А.Г., Власик К.Ф., Грабчиков С.С., Грачев В.М., Дмитренко В.В., Муравьев-Смирнов С.С. и др. Фотоэлектронные умножители с многослойными пленочными экранами для защиты от воздействия внешних постоянных магнитных полей // Приборы и методы измерений. – 2012. – № 1(4). – С. 16-23.
4. Fedosyuk, V. M. Experimental Installation for Determination of Attenuation Coefficient of Permanent Magnetic Field by Protective Materials // Devices and Methods of Measurements. – 2021. – Vol. 12, No. 1. – P. 7-12.
5. Якимовский Д.О., Джукич Д.Й., Киселев С.А., Мещанова А.С. Повышение точности измерителя магнитного поля // Завалишинские чтения 20 : Сборник докладов, Санкт-Петербург, 15–18 апреля 2020 года. – Санкт-Петербург: Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, 2020. – С. 181-185.
6. Лабораторный практикум "Электромагнетизм" / Н. Н. Взоров, Е. Е. Земсков, А. В. Кошелкин [и др.]. – Издание 2-е, исправленное. – Москва : Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 2019. – 220 с.

УДК 53.087

Лабораторный практикум: изучение и визуализация магнитных полей с помощью сканирующего ГМИ-магнитометра

Гудошников С.А.

к.ф.-м.н., доцент, Научно-исследовательский технологический университет «МИСИС»

Данилов Г.Е.

инженер научного проекта,
Научно-исследовательский технологический университет «МИСИС»

Чурюканова М.Н.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
Научно-исследовательский технологический университет «МИСИС»

Сыдыгалиев Э.

магистр, Научно-исследовательский технологический университет «МИСИС»

Гребенщиков Ю.Б.,

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН)

Одинцов В.И.

к.ф.-м.н., с.н.с, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН)

Аннотация. *Представлена лабораторная работа, в которой для измерения и визуализации магнитных полей проводников с током используется сканирующий ГМИ-магнитометр. В ходе работы учащийся получает магнитное изображение поля токовой линии, сравнивает экспериментальные данные с расчетными и бесконтактно определяет величину и координаты протекающего тока.*

Ключевые слова: *магнитное поле проводника с током, сканирующий ГМИ-магнитометр*

Laboratory practicum: studying and visualization of magnetic fields using a scanning GMI magnetometer

Gudoshnikov S.A.

Ph.D, assistant professor, National University of Science and Technology «MISiS»,;

Danilov G.E.

Engineer, National University of Science and Technology «MISiS», Moscow, Russia

Churyukanova M.N.

Ph.D, senior researcher, National University of Science and Technology «MISiS»

Sydygaliev E.

Undergraduate student, National University of Science and Technology «MISiS»

Grebenshchikov Yu.B.

Ph.D., Senior Researcher, Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia

Odintsov V.I.

Ph.D, senior researcher, Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, (IZMIRAN), Troitsk, Moscow, Russia

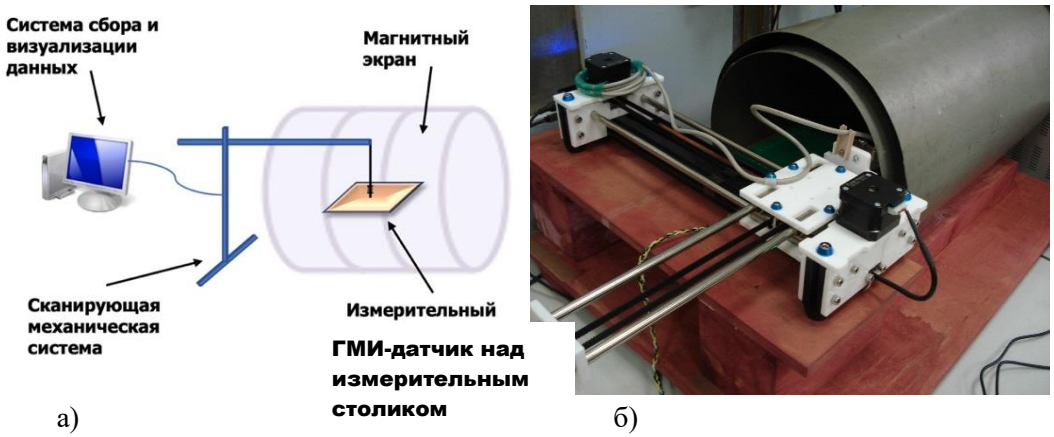
Annotation. *A laboratory work in which a scanning GMI magnetometer is used to measure and visualize the magnetic fields of current-carrying conductors is presented. During the work, the student receives a magnetic image of the current-carrying line, compares experimental data with calculated ones, and non-contactly determines the magnitude and coordinates of the current line.*

Keywords: *magnetic field of a current-carrying line, scanning GMI magnetometer*

В настоящее время в НИТУ «МИСИС» при прохождении практикума по разделу «Магнетизм» студенты выполняют лабораторную работу по изучению магнитного поля прямого тока. В данной работе магнитное поле постоянного тока измеряется вручную, с помощью датчика на эффекте Холла. В предлагаемой лабораторной работе для изучения магнитного поля постоянного тока предлагается использовать разработанный в НИТУ «МИСИС» сканирующий магнитометр, в котором, в качестве магниточувствительного элемента используется датчик на основе эффекта гигантского магнитного импеданса (ГМИ – датчик) [1]. Такой магнитометр позволяет с заданным шагом, поточечно, измерять вертикальную компоненту магнитного поля вблизи поверхности исследуемого объекта, и из полученных данных строить картины распределения магнитных полей.

Принцип работы сканирующего ГМИ-магнитометра заключается в относительном перемещении миниатюрного магнитного ГМИ-датчика вблизи поверхности образца, поточечном измерении вертикальной компоненты магнитного поля над его поверхностью и последующем представлении полученных данных в виде двумерных или трехмерных изображений магнитного поля, порождаемого образцом [2]. На рисунке 1а. показана функциональная схема сканирующего ГМИ-магнитометра а его фотография приведена на Рис. 1.б. Основными частями сканирующего магнитометра являются: ГМИ-датчик, подвижный координатный механизм, магнитный экран и система сбора данных.

Используемый в составе сканирующего магнитометра ГМИ-датчик может измерять очень слабые магнитные поля. Датчик представляет собой 4-х мм отрезок тончайшего микропровода, диаметром 10 микрометров, изготовленного из специального аморфного ферромагнитного сплава на основе кобальта. Поверх отрезка микропровода навита миниатюрная приемная многовитковая катушка. В ГМИ-датчике внешнее магнитное поле влияет на магнитное состояние и высокочастотные проводящие свойства микропровода. В результате, сопротивление микропровода на высокой частоте (импеданс) становится функцией магнитного поля. Под действием магнитного поля импеданс микропровода может изменяться более чем на 100 %, за что эффект и получил свое название - гигантский магнитный импеданс. Изменения высокочастотного сопротивления микропровода можно контролировать по амплитуде сигнала приемной катушки, навитой на микропровод.

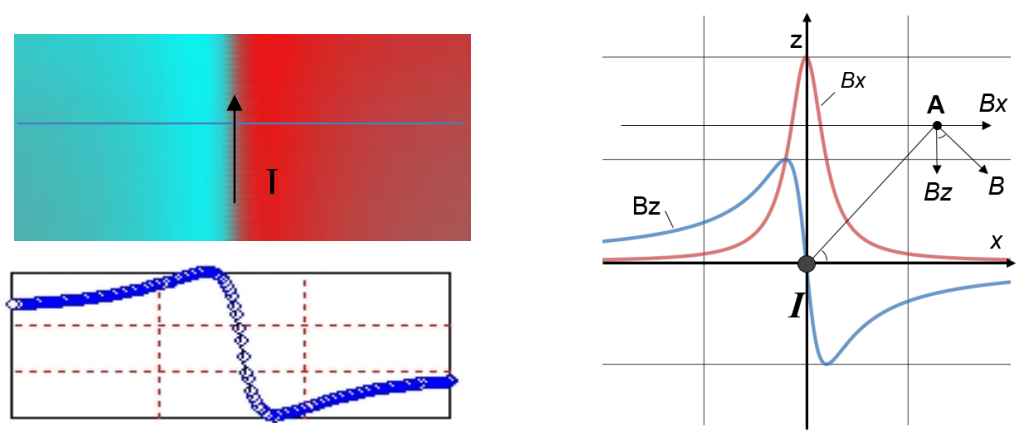


а) б)

Рис. 1. Функциональная схема ГМИ-магнитометра (а); фотография лабораторного макета сканирующего ГМИ-магнитометра (б)

Подвижный координатный механизм сканирующего ГМИ-магнитометра выполнен на базе механики 3D принтера, в котором перемещение рабочего измерительного столика с образцом осуществляется с помощью шаговых двигателей. Управление движением координатного механизма осуществляется системой сбора данных с помощью специализированной компьютерной программы. Для ослабления магнитного поля Земли и защиты от магнитных помех используется магнитный экран, внутри которого происходят измерения.

В ходе проведения лабораторной работы учащийся измеряет магнитное изображение поля токовой линии с током I, сравнивает экспериментальные данные с расчетными и бесконтактно определяет величину и координаты протекающего тока. Благодаря высокой магнитной чувствительности сканирующий ГМИ-магнитометр позволяет измерять магнитные поля токов величиной десятки и даже единицы миллиАмпер. На рисунке 2.а. приведено типичное магнитное изображение и поперечный магнитный скан, полученные с помощью сканирующего ГМИ-магнитометра. На рисунке 2.б приведены расчетные графики компонент вектора индукции магнитного поля над бесконечно длинным проводником с током в зависимости от координаты X (B_x - красная кривая и B_z - синяя кривая).



а) б)

Рис. 2. Магнитное изображение вертикальной компоненты магнитного поля и поперечный скан, полученные с помощью сканирующего ГМИ-магнитометра (а); расчетные графики компонент вектора индукции магнитного поля над бесконечно длинным проводника с током (б)

Работа выполнена в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030», проект СП1-П01.

Список использованных источников:

1. Gudoshnikov S. et al. Highly sensitive magnetometer based on the off-diagonal GMI effect in Co-rich glass-coated microwire // physica status solidi (a). – 2014. – Т. 211. – №. 5. – С. 980-985.
2. Gudoshnikov S. et al. Scanning magnetic microscope based on magnetoimpedance sensor for measuring of local magnetic fields // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. – Т. 510. – С. 166938.

УДК 537.6

Физика магнитных явлений для студентов нефизических специальностей

Шапаева Т.Б.

к.ф.-м. н., доцент кафедры магнетизма физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Грановский А.Б.

д.ф.-м. н., профессор кафедры магнетизма физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Котельникова О.А.

к.ф.-м. н., доцент кафедры магнетизма физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Копцик С.В.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник кафедры магнетизма физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *Несмотря на то, что в последние годы высшее образование становится все более узкопрофильным, наиболее интересные разработки создаются при междисциплинарном взаимодействии. Поскольку все вещества в природе обладают магнитными свойствами, знакомство с физикой магнитных явлений полезно студентам самых разных специальностей. Уже более 10 лет сотрудники кафедры магнетизма физического факультета МГУ читают межфакультетский курс «Магнетизм вокруг нас», который предназначен для студентов нефизических специальностей. Цель данного курса – расширение кругозора студентов в области физики магнитных явлений и магнитных материалов.*

Ключевые слова: *преподавание физики магнитных явлений*

Physics of magnetic phenomena for students of non-physical specialties

Shapaeva T.B.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Granovsky A.B.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Kotelnikova O.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Koptsik S.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *Despite the fact that in recent years higher education has become increasingly specialized, the most interesting developments are created through interdisciplinary interaction. Since all substances in nature have magnetic properties, familiarity with the physics of magnetic phenomena is useful for students in a variety of specialties. For more than 10 years, employees of the Department of Magnetism of the Faculty of Physics of Moscow State University have been teaching the interfaculty course "Magnetism around us," which is intended for students of non-physical specialties. The purpose of this course is to expand the horizons of students in the field of physics of magnetic phenomena and magnetic materials.*

Keywords: *teaching the physics of magnetic phenomena*

В последние годы специалисты отмечают, что высшее образование становится все более узко профильным. Зачастую выпускники даже очень престижных вузов демонстрируют знания значительно уже рамок школьной программы в дисциплинах, смежных со своей основной специальностью. С другой стороны, ни для кого не секрет, что самые интересные разработки и «прорывные технологии» создаются именно при междисциплинарном взаимодействии. Поскольку все вещества в природе в той или иной степени обладают магнитными свойствами, знакомство с физикой магнитных явлений может быть полезно студентам самых разных естественно-научных специальностей. Уже более 10 лет сотрудники кафедры магнетизма физического факультета МГУ читают межфакультетский курс «Магнетизм вокруг нас», который предназначен для студентов нефизических специальностей [1].

Цель создания данного курса – познакомить студентов и аспирантов с базовыми понятиями физики магнитных явлений, дать представление о магнитных материалах и сферах их применения. В рамках курса дано объяснение как чисто научного (фундаментального) интереса к природе магнетизма и магнитного состояния вещества, так и некоторых аспектов практического использования законов магнетизма. Слушатели знакомятся с основными магнитными явлениями и способами их применения в науке и технике. В курсе проведена классификация современных магнитных материалов, даны примеры их использования и описаны основные методы их получения. Особое внимание уделено обсуждению применения достижений физики магнитных явлений в областях, смежных с физикой конденсированного состояния, – биологии, медицине, химии, геофизике, а также в космической отрасли.

Известно, что физика магнитных явлений лежит в основе создания систем искусственного интеллекта. Если несколько десятилетий назад системы искусственного интеллекта решали только вычислительные задачи, то в настоящее время круг этих задач стал существенно шире. Сегодня ученые во всем мире работают над созданием систем для распознавания образов, создают комплексные датчики, синтезируют «умные материалы», решают задачи по моделированию мыслительных процессов и др. Иначе говоря, законы

магнетизма являются реальной физической основой для создания систем искусственного интеллекта.

Одна из главных целей курса – расширение кругозора студентов в области физики магнитных явлений и магнитных материалов. В результате освоения дисциплины студент должен представлять фундаментальные механизмы формирования свойств магнитных материалов, особенности их поведения в различных условиях (при изменениях температуры, давления, магнитного поля и т.п.); владеть представлениями о современных методах физики магнитных явлений и возможностях их использования в различных областях знаний; знать основные понятия физики магнитных материалов, владеть соответствующей терминологией.

В последние насколько лет число студентов, ежегодно посещающих наш курс составляло от 150 до 300 человек. На рис. 1 представлена диаграмма, иллюстрирующая распределение слушателей курса по факультетам в 2023 году, когда наш курс посетило 228 студентов. Для удобства восприятия информации все факультеты МГУ распределены на 4 группы:

- математическая группа (механико-математический факультет и факультет ВМК);
- биохимическая группа (химический факультет, биологический, факультет фундаментальной медицины, факультет наук о материалах, факультет биоинженерии и биоинформатики, факультет фундаментальной физико-химической инженерии, биотехнологический факультет)
- группа, объединяющая факультеты наук о Земле (геологический и географический факультеты, факультет почвоведения и факультет космических исследований)
- гуманитарная группа (все остальные факультеты МГУ).

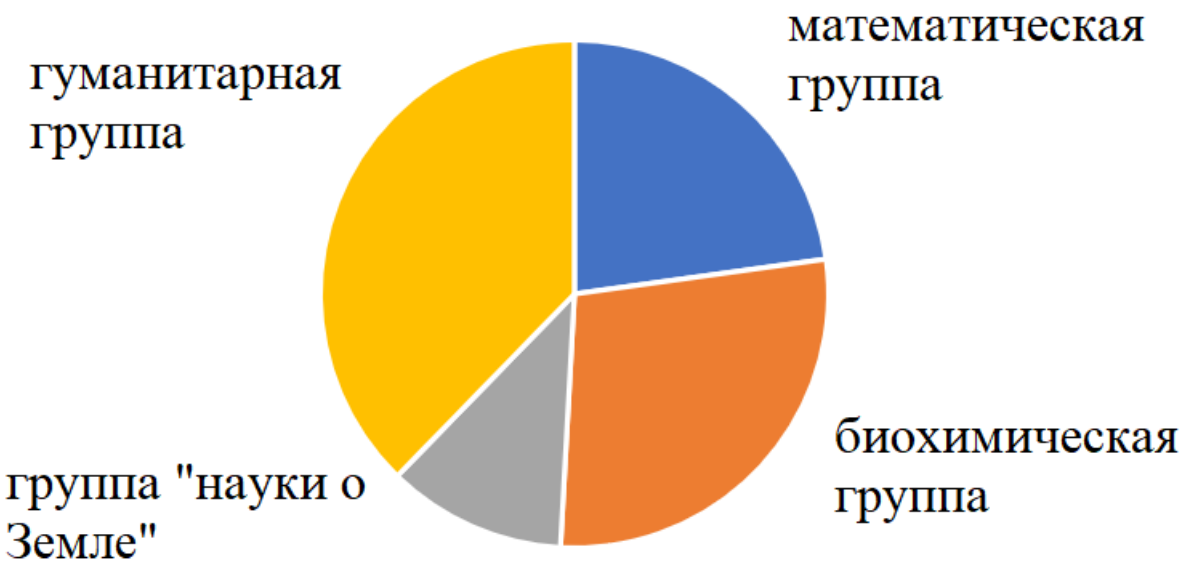


Рисунок 1. Диаграмма, иллюстрирующая распределение слушателей курса «Магнетизм вокруг нас» по факультетам в 2023 году, когда курс посетило 228 студентов.

Несмотря на то, что согласно диаграмме, представленной на рис.1, около 38 % всех слушателей нашего курса составляют студенты гуманитарных факультетов, это может быть связано не с повышенным интересом студентов этих факультетов к физике магнитных явлений, а с тем, что большинство студентов МГУ учатся именно на гуманитарных факультетах (см. рис.2).

Рисунок 2. Диаграмма, иллюстрирующая соотношение студентов, которые учатся на разных факультетах МГУ [2].

Традиционно наибольший интерес к физике магнитных явлений проявляют студенты биохимической группы, очевидно, что это связано с областью их профессиональных интересов, на втором месте находятся студенты математических факультетов.

Курс «Магнетизм вокруг нас» может быть полезен не только студентам МГУ, но и широкому кругу слушателей, интересующихся современными проблемами физики магнитных явлений и вопросами практического применения законов магнетизма.

Список использованных источников:

1. https://lk.msu.ru/course/view?id=2232
2. https://cpk.msu.ru/

Искусство — это абстракция, извлекайте её из природы, фантазируя на её основе, и думайте больше о процессе творчества, нежели о результате.

Поль Гоген

Винсент Ван Гог «Звездная ночь» (1889)

Секция 2.
Процессы намагничивания и перемагничивания

УДК 314.748

Магнитная динамика никелевых плёнок с полосовой зубчатой структурой при импульсном акустическом воздействии

Голов А.В.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Котов Л.Н.

д. ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Наяк Ч.

кандидат наук, доцент, Веллурский Технологический Институт, Индия

Аннотация. *Работа посвящена исследованию условий магнитного переключения в никелевых нанопленках зубчатой полосой структуры при прохождении через них коротких акустических импульсов. Моделирование осуществлялось при помощи специализированного пакета микромагнитного моделирования MuMax3. Результаты работы могут быть применены при разработке современных компактных и энергоэффективных устройств магнитной записи.*

Ключевые слова: *ферромагнетики, плёнки с полосовой зубчатой структурой, акустические импульсы, перемагничивание*

Magnetic dynamics of nickel films with a square stripe structure under excitation by acoustic pulses

Golov A.V.

Ph.D., associate professor at the department of Radiophysics and electronics,
Syktyvkar State University

Kotov L.N.

Dr. Sc., professor, head of department of Radiophysics and electronics,
Syktyvkar State University

Nayak Ch.

Ph.D., professor (associate), Vellore Institute of Technology, India

Annotation. *The work is dedicated to the micromagnetic modeling of possibility of magnetization switching in nickel striped film induced by a propagation of short acoustic pulses through it. The micromagnetic simulations was carried out using the MuMax3 software package. The results of the work can be used in the development of modern compact and energy-efficient magnetic recording devices.*

Keywords: *ferromagnets, films with a toothed strip structure, acoustic pulses, magnetization reversal*

В настоящее время управление магнитным состоянием наноферромагнетиков и их нелинейная магнитная динамика представляет собой большой интерес как в практической

плоскости при проектировании компактных и энергоэффективных устройств электроники и спинтроники, так и в контексте фундаментальных исследований возможностей создания магнитных наноячеек памяти сложной конфигурации для энергонезависимого хранения и обработки информации [1]. В данной работе при помощи специализированного пакета микромагнитного моделирования MuMax3 [2] исследовался процесс переключения вектора намагниченности в никелевых наноплёнках полосовой зубчатой структуры при прохождении через них коротких акустических импульсов. В последние десятилетия появилась возможность построения на таких физических явлениях различных устройств благодаря очень быстрому развитию нанотехнологий, удешевлению и минимизации лазерных технологий, позволяющих применять достаточно мощные фемтосекундные лазеры для генерации ультракоротких акустических импульсов. Импульсная деформация в кристаллах при таком облучении может достигать очень высоких значений в единицы процентов, что достаточно близко к пределу пластичности твердых тел [3].

В микромагнитном моделировании использовалась модель движения векторов намагниченности каждой из кубических ячеек, на которые разбивалась никелевая плёнка. Для изучения динамики движения векторов намагниченности в каждой из кубических ячеек никелевой наноплёнки численно решалось уравнение Ландау-Лифшица

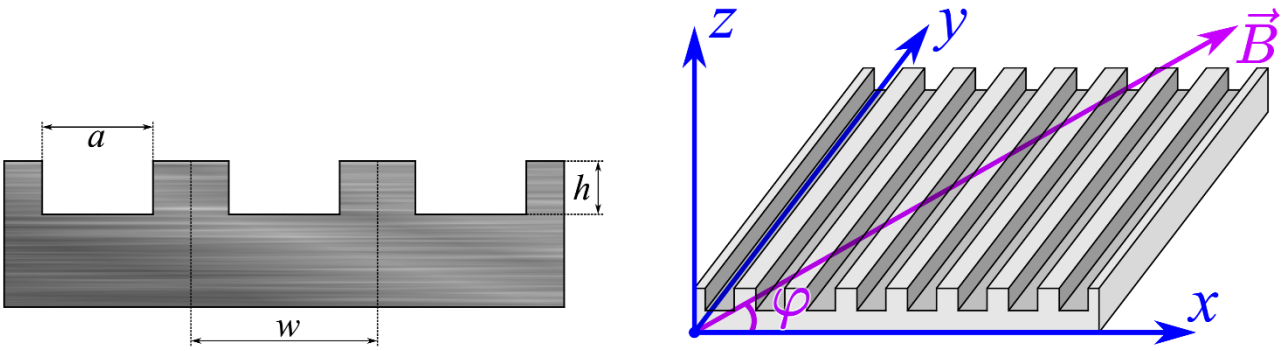
$$\frac{d\boldsymbol{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}\left(\left[\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{B}_{ef}\right] + \alpha\left[\boldsymbol{m}\times\left[\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{B}_{ef}\right]\right]\right), \quad (1)$$

где α – коэффициент диссипации, γ – гиромагнитное отношение электрона, $\boldsymbol{m}$ – единичный вектор намагниченности ячейки, для которой вычислялась магнитная динамика в данный момент, $\boldsymbol{B}_{ef}$ – эффективное магнитное поле, определяемое как функциональная производная плотности магнитной энергии, представленная в данном исследовании суммой следующих плотностей энергии:

$$F = F_Z + F_{ex} + F_d + F_{me}(t) \quad (2)$$

где F_Z – плотность зеемановской энергии или энергии внешнего постоянного магнитного поля $\boldsymbol{B}$, приложенного в плоскости XY под углом φ к оси Ox (рис. 1а); F_{ex} – плотность обменной энергии между соседними ячейками плёнки; F_d – плотность энергии размагничивающего поля, или энергии диполь-дипольного взаимодействия между соседними ячейками; $F_{me}(t)$ – плотность магнитоупругой энергии, которая задается воздействием наносекундного акустического импульса гауссовой формы, приложенного вдоль оси Ox [4]. Плотность энергии F_d является наиболее ресурсоёмкой для расчётов в микромагнитном моделировании, так как необходимо учесть взаимодействие каждой из всех ячеек разбиения друг с другом на каждом шаге моделирования, а количество этих ячеек может достигать нескольких миллионов единиц. В качестве объекта моделирования бралась тонкая плёнка из поликристаллического никеля, не обладающего магнитокристаллической анизотропией, что позволяло оценить влияние формы плёнки на её магнитную динамику. Благодаря разбиению плёнки на отдельные кубические однодоменные ячейки отпадает нужда в вычислении тензора размагничивающих коэффициентов для плёнки такой сложной формы. Размеры сплошной плёнки в виде кубоида, были следующие: 2560 x 2560 x 40 нм^3. Размеры рёбер кубической однодоменной ячейки разбиения составляли 5 x 5 x 5 нм^3. Количество ячеек вдоль каждой из сторон плёнки было кратно степеням двойки, что позволяло использовать быстрое преобразование Фурье при ускорении расчётов. Для задания неоднородности формы в плёнке создавались вырезы глубиной h и шириной a (рис. 1, *б*). Количество этих вырезов и периодичность их следования можно варьировать. При расчётах магнитной динамики рассматривалась плёнка с восемью вырезами (рис. 2). Были построены петли гистерезиса для нормированной на значение насыщения величины вектора намагниченности плёнки в

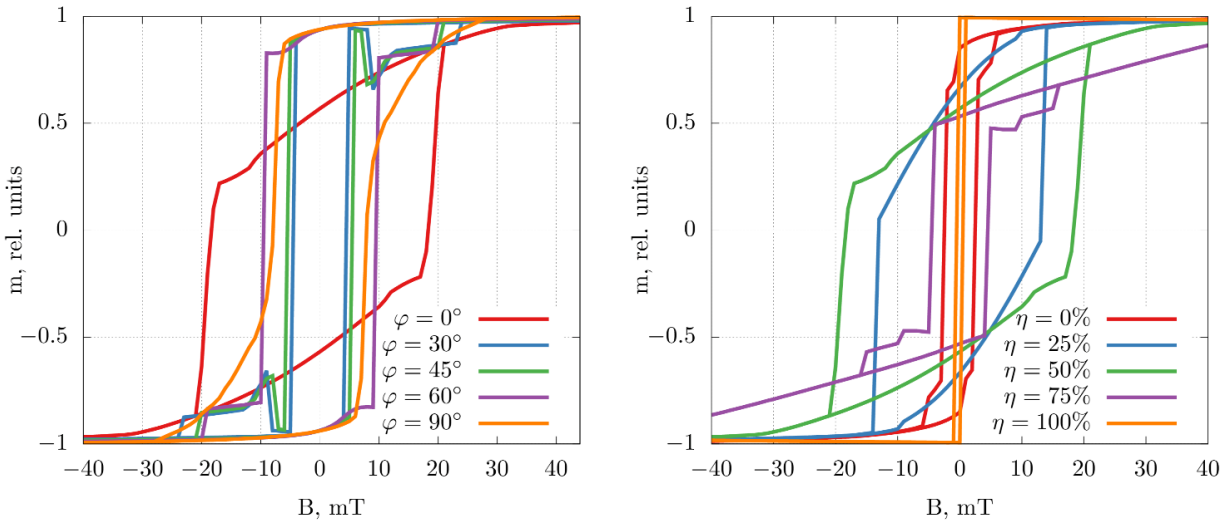
зависимости от величины постоянного магнитного поля для различных углов приложения внешнего поля φ для вырезов глубиной в $\eta = 50\%$ по отношению к толщине пленки (рис. 2, *а*). Глубина выреза η определялась как отношение глубины вырезоввысоты зуба h к толщине плёнки, т.е. для сплошной плёнки без вырезов $\eta = 0\%$.



а) б)

Рис. 1. Геометрия задачи, профиль (а) и расположение пленки (б)

Было получено, что для таких полосатых зубчатых плёнок наблюдается наибольшая коэрцитивность, когда внешнее магнитное поле приложено точно перпендикулярно полоскам плёнки. Затем коэрцитивность принимает минимальное из рассмотренных значение при угле $\varphi = 30°$ и далее медленно нарастает по мере поворота внешнего постоянного магнитного поля по направлению параллельного полоскам. Также были построены петли гистерезиса для магнитного поля, направленного только вдоль оси Ox, т.е. перпендикулярно полоскам, но при разной глубине вырезов h (рис. 2, *б*). Наибольшей коэрцитивной силой в этом случае обладает плёнка, у которой глубина вырезов доходит до середины по толщине, т.е. это наиболее трудная из рассмотренных, геометрия плёнки для её перемагничивания. Наипростейшая — перемагничивание отдельных полосок при полном отсутствии перемычек между полосками, т.е. случай $\eta = 100\%$. Асимметрия петель гистерезиса для выбранной симметричной структуры плёнки объясняется тем, что в начальный момент времени в отсутствие постоянного магнитного поля вектор намагниченности плёнки был направлен вдоль оси Oy. Отдельно изучалась внутренняя магнитная структура, описываемая векторным полем намагниченностей в каждой из ячеек разбиения плёнки.



а) б)

Рис. 2. Петли гистерезиса для суммарной намагниченности плёнки никеля в зависимости от угла φ приложения магнитного поля при $\eta = 50\%$ (а) и от величины выреза η при $\varphi = 0°$ (б)

В зависимости от длительности акустического импульса и от его конечной величины, после прохождения акустического импульса, портрет распределения векторов намагниченностей ячеек сильно различался, что может быть вызвано большой вариацией возможных конечных состояний для такого значительного числа ячеек разбиения – порядка 2 млн. ячеек. Но при этом результирующая намагниченность всей плёнки в большинстве случаев была направлена вдоль полосок с тенденцией к согласованности направлений вектора намагниченности у соседних полосок.

Таким образом, в данной работе с использованием пакета MuMax3 было проведено микромагнитное моделирование магнитного переключения в никелевых наноплёнках зубчатой полосовой структуры при прохождении в них коротких акустических импульсов. Были построены петли гистерезиса для различных направлений поля и форм плёнок, а также рассмотрены спектры колебаний намагниченности плёнки в момент прохождения акустического импульса. Результаты работы могут быть использованы при разработке компактных и энергоэффективных устройств электроники и спинтроники, а также при разработке современных устройств магнитной записи.

Исследования выполнены за счёт гранта Российского научного фонда, проект № 21-72-20048.

Список использованных источников:

1. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н. и др. Современные проблемы сверхбыстрой магнитоакустики (Обзор) // Акустический журнал. – 2022. – Т. 68, № 1. – С. 22–56.
2. Vansteenkiste A. *et al*. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. – 2014. – V. 4 № 10. – P. 107133.
3. Chang C.L. *et al*. Selective Excitation of Localized Spin-Wave Modes by Optically Pumped Surface Acoustic Waves // Phys. Rev. Applied. – 2018. – V. 10 № 3. – P. 034068.
4. Голов А.В. и др. // Челябинский физико-математический журнал. – 2023. – Т. 8 № 1. – С. 92–103.

УДК 537.624

Особенности ориентационных фазовых переходов в двухосных магнитных плёнках с плоскостной анизотропией

Матюнин А.В.

к.ф.-м.н., старший преподаватель, кафедра общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Николадзе Г.М.

ведущий электроник,
кафедра общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Поляков П.А.

д.ф.-м.н., профессор, кафедра общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *В данной работе исследован ориентационный фазовый переход из состояния однородного намагничивания в состояние с магнитной доменной структурой под воздействием внешнего вращающегося в плоскости магнитной плёнки поля. Выявлено, что в рассматриваемой пленке области углов, в которых имеет место доменная структура, в двух взаимно противоположных направлениях (повернутых друг относительно друга на 180°) практически совпадают. Однако же эти две области, которые повернуты друг относительно друга на 90°, сами по себе сильно отличаются (примерно в 2 раза). Данное обстоятельство связано со сложным видом энергии анизотропии.*

Ключевые слова: *магнитооптические исследования, анизотропия, плёнки ферритов-гранатов, доменная структура*

Features of orientation phase transitions in biaxial magnetic films with planar anisotropy

Matyunin A.V.

Ph.D, senior lecturer,
Chair of General Physics, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University

Nikoladze G.M.

Leading electronic,
Chair of General Physics, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University

Polyakov P.A.

Dr.Sc., professor,
Chair of General Physics, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University

Annotation. *In this paper, the orientational phase transition from a state of homogeneous magnetization to a state with a magnetic domain structure under the influence of an external field rotating in the plane of the magnetic film is investigated. It was revealed that in the considered film, the areas of angles in which the domain structure takes place practically coincide in two mutually opposite directions (rotated 180° relative to each other). However, these two regions, which are rotated relative to each other by 90°, themselves differ greatly (by about 2 times). This circumstance is associated with a complex type of anisotropy energy.*

Keywords: *magneto-optical investigations, anisotropy, ferrite-garnet films, domain structure*

В работе исследован ориентационный фазовый переход в магнитной плёнке из состояния однородного намагничивания в состояние с магнитной доменной структурой под воздействием внешнего вращающегося в плоскости плёнки магнитного поля. Использовался образец феррит-гранатовой плёнки состава $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ с плоскостной анизотропией и при наличии в плоскости плёнки двухосной и одноосной анизотропии [1], совпадающей по направлению с одной из осей двухосной анизотропии. Плотность энергии анизотропии определяется выражением

$$W = \frac{H_{K2}M_S}{8}\sin^2 2\varphi + \frac{H_{K1}M_S}{2}\sin^2 \varphi, \qquad (1)$$

где H_{K2} =36 Э — эффективное поле двухосной анизотропии, H_{K1} =4 Э — эффективное поле одноосной анизотропии, M_S = 14 Гс — намагниченность насыщения.

Магнитная структура в плёнке наблюдалась посредством магнитооптического эффекта Фарадея. Поляризованный свет, проходя через намагниченную область плёнки, имеющую небольшой наклон (порядка 15°) поворачивает свою плоскость поляризации на некоторый угол, пропорциональный проекции вектора намагниченности на направление луча света. Величина этой проекции будет зависеть от направления намагниченности в плоскости плёнки. При наблюдении плёнки через поляроид будет фиксироваться разная интенсивность света, прошедшего через области плёнки с различной ориентацией намагниченности, то есть будет регистрироваться доменная структура плёнки или состояние однородного намагничивания (рис. 1).

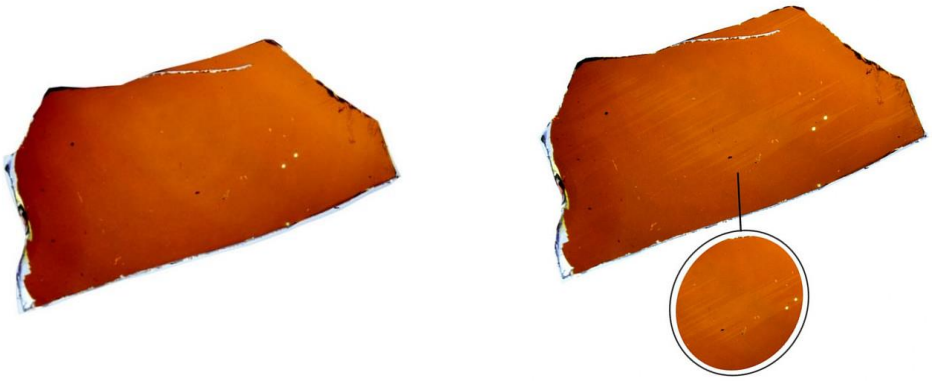


Рис. 1. Магнитная структура исследуемой плёнки: а) плёнка однородно намагничена, б) наблюдается доменная структура.

Схема экспериментальной установки и методика эксперимента изложена в работах [2,3]. Перед началом измерения пленка была однородно намагничена магнитным полем величиной H_0 = 4 Э, направленным горизонтально слева направо (вдоль оси лёгкого намагничивания). Освещённость плёнки была полностью равномерной. Далее магнитное поле квазистатически поворачивалось против часовой стрелки в плоскости плёнки на угол 360°. В результате было обнаружено, что в некоторой области углов происходит разрушение однородного намагничивания и возникает доменное упорядочение, то есть происходит ориентационный фазовый переход. При дальнейшем повороте в пределах некоторого диапазона углов наблюдается наличие доменного упорядочения, которое пропадает при некотором значении угла поворота вектора напряжённости магнитного поля, после чего восстанавливается состояние однородного намагничивания (то есть происходит второй ориентационный фазовый переход). Всего при повороте вектора напряжённости магнитного

поля на угол 360° наблюдалось четыре области с наличием доменной структуры и восемь значений углов поворота, при которых происходил ориентационный фазовый переход из состояния однородного намагничивания к состоянию с доменным упорядочением и наоборот. Эти четыре угловых интервала, в которых возникали состояния доменного упорядочения, ориентированы относительно друг друга приблизительно на 90° и сосредоточены в направлениях трудных осей. При увеличении модуля напряженности и повороте его на угол 360° происходили аналогичные явления, но области углов, при которых наблюдалось доменное упорядочение, сужалась.

На рис. 2 представлены графики изменения этих угловых областей при различных значениях величины напряжённости магнитного поля. Из рис. 2 следует, что в рассматриваемой пленке области углов, в которых имеет место доменная структура, в двух взаимно противоположных направлениях (повернутых друг относительно друга на 180°) практически совпадают. Однако же эти две области, которые повернуты друг относительно друга на 90°, сами по себе сильно отличаются (примерно в 2 раза). Это обусловлено наличием в плёнке сложного вида энергии анизотропии (1): в одном направлении эффективное поле анизотропии составляет $H_{K2} + H_{K1} = 40$ Э, а в направлении, повернутом относительно первого на 90°, составляет $H_{K2} - H_{K1} = 32$ Э.

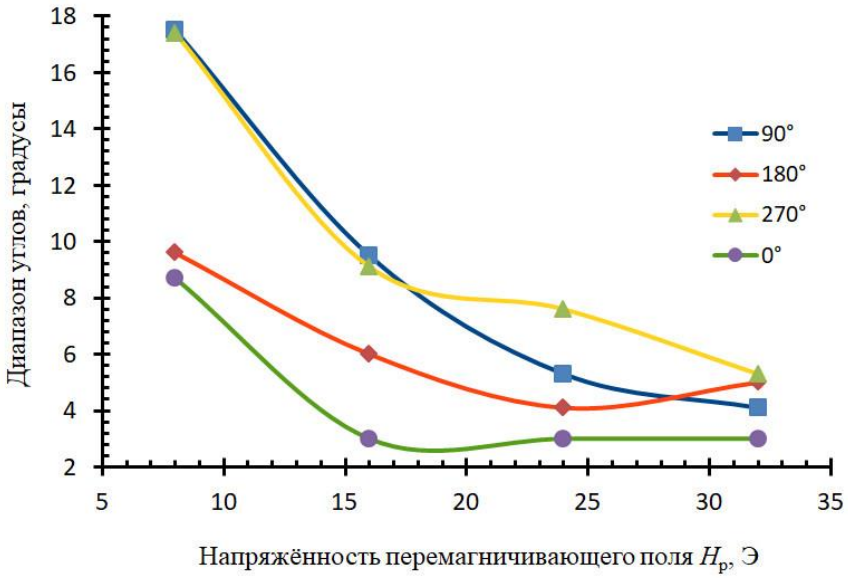


Рис. 2. Зависимость диапазона углов, при которых происходит ориентационный фазовый переход из состояния однородного намагничивания к состоянию с доменным упорядочением, от величины перемагничивающего поля H_p. На легенде отражены значения углов ориентации магнитной плёнки относительно оси лёгкого намагничивания.

Список использованной литературы:

1. Ильичева Е.Н., Дурасова Ю.А., Ильяшенко Е.И., Матюнин А.В., Рандошкин В.В. Исследование магнитной анизотропии типа «легкая плоскость» и распределения намагниченности в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов с ориентацией (100) // Вестник Московского Университета, Серия 3. Физика. Астрономия. – 2006. - № 4. - С. 30-34.
2. Николадзе Г. М., Матюнин А. В., Поляков П. А. Разрушение состояния с однородной намагниченностью в магнитных пленках с одноосной анизотропией при их перемагничивании // Физика твердого тела. — 2024. — Т. 66 - № 1. — С. 77–81.
3. Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А. Особенности экспериментального исследования процессов квазистационарного намагничивания пленок ферритов–гранатов // Известия РАН. Серия физическая. — 2022. — Т. 86 - № 9. — С. 1239–1242.

УДК 537.624.9

Анизотропия намагниченности насыщения в интерметаллических соединениях РЗМ-3d металл

Незнахин Д.С.

к.ф.-м. н., научный сотрудник НИИ физики и прикладной математики УрФУ

Говорина В.

лаборант-исследователь НИИ физики и прикладной математики УрФУ

Болячкин А.С.

к.ф.-м. н., научный сотрудник НИИ физики и прикладной математики УрФУ

Барташевич М.И.

д.ф.-м. н., профессор кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов УрФУ

Аннотация. *В чистых 3d металлах наблюдается анизотропия намагниченности насыщения, когда M_S, определенная вдоль оси легкого намагничивания, больше значения M_S, полученной вдоль оси трудного намагничивания. Однако этот эффект составляет всего до 0,1 %. В случае высокоанизотропных интерметаллических соединений РЗМ-3d металл анизотропия намагниченности насыщения может быть в 100 раз сильнее. Для достоверного ее наблюдения необходимо использовать магнитные поля выше полей анизотропии интерметаллических соединений. С помощью феноменологических подходов показана роль анизотропии намагниченности насыщения в определении констант магнитокристаллической анизотропии некоторых высокоанизотропных бинарных интерметаллических соединений РЗМ-3d металл.*

Ключевые слова: *магнитная анизотропия, анизотропия намагничивания, монокристаллы*

Saturation magnetization anisotropy in R-3d metal intermetallic compounds

Neznakhin D.S.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Research fellow of the Institute of Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University

Govorina V.,

Research assistant of the Institute of Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University

Bolyachkin A.S.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Research fellow of the Institute of Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University

Bartashevich M.I.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, Ural Federal University

Annotation. *There is an anisotropy of saturation magnetization in pure 3d metals when the M_S determined along the easy magnetization axis is larger than the M_S value obtained along the hard magnetization axis. However, this effect is only up to 0.1%. In the case of high anisotropic R-3d metal*

intermetallic compounds, the anisotropy of the saturation magnetization can be 100 times stronger. For its reliable observation it is necessary to use magnetic fields higher than the anisotropy fields of intermetallic compounds. The role of saturation magnetization anisotropy in determining the magnetocrystalline anisotropy constants of some high anisotropic binary intermetallic compounds R-3d metal is shown using phenomenological approaches.

Keywords: *magnetic anisotropy, magnetization anisotropy, single crystal*

Кривые намагничивания монокристаллов являются источником важных для практического применения магнитных характеристик, таких как значения намагниченности насыщения, поля анизотропии, констант анизотропии. Эти характеристики позволяют определить потенциал материала в качестве постоянного магнита, источника спин-поляризованного тока и др. Развитие высокоточной измерительной аппаратуры привело к тому, что в литературе все чаще встречаются кривые намагничивания, на которых выше поля анизотропии намагниченности насыщения не совпадают вдоль разных кристаллографических направлений [1,2]. Это явление называют анизотропией намагниченности насыщения, величина которой определяется параметром $p = (M_{ОЛН}-M_{ОТН})/M_{ОЛН}$, где $M_{ОЛН}$ и $M_{ОТН}$ – величины намагниченности насыщения, определенные вдоль оси легкого (ОЛН) и трудного (ОТН) намагничивания, соответственно. Данное явление встречается в ферромагнетиках как в чистых 3d-металлах [3,4], так и в интерметаллических соединениях на их основе [5]. В первом случае параметр p равен 0.01-0.1 %, во втором случае может достигать огромных значений вплоть до 20% [6].

Явление анизотропии намагниченности и необходимость его описания и учета важны по двум причинам. Во-первых, в работах [7,8] показано, что параметр p влияет на результаты определения констант магнитокристаллической анизотропии методом Саксмита-Томпсона. Во-вторых, неучет явления анизотропии намагниченности при модельном описании материала может приводить к несовпадению результатов натурных и компьютерных экспериментов и требовать разработки новых модельных подходов и представлений о материалах, вместо введения соответствующей поправки. Понимание природы анизотропии намагниченности насыщения важно не только с точки зрения прикладного магнетизма, но и с точки зрения установления новых закономерностей формирования магнитного момента как в рамках модели зонного, так и локализованного магнетизма.

В данной работе представлена обобщенная форма метода Саксмита-Томпсона. Она учитывает несколько особенностей процесса намагничивания: спонтанную анизотропию намагниченности, парамагнитный процесс и размагничивающие поля. Также получены скорректированные выражения поля анизотропии для магнитной анизотропии типа ось легкого намагничивания и плоскость легкого намагничивания. Модифицированный подход был подтвержден измерениями намагниченности монокристаллических $LaCo_5$ и YFe_3 [8].

Используя монокристалл Y_2Co_7, который является одноосным высокоанизотропным ферромагнетиком с параметром анизотропии равным 7.4% при 300 К, экспериментально показано, что намагниченность насыщения сильно зависит от направления приложения внешнего магнитного поля и подчиняется формуле $M_S(\theta)=M_{ОЛН}(1-p\cdot\sin^2\theta)$ [9].

Исследованы зонные ферромагнетики $LuCo_3$ и YCo_3, находящиеся в низкоспиновом состоянии [10]. Проанализированы кривые намагничивания, измеренные на монокристаллах, вдоль ОЛН и ОТН, при температурах от 2 К до T_C. В этих соединениях обнаружено ярко выраженное явление анизотропии намагниченности насыщения, когда M_S вдоль разных кристаллографических осей имеет различное значение. Учет анизотропии намагниченности насыщения и парамагнитной восприимчивости приводит к сильным изменениям значений константы анизотропии K_2, определенной методом Саксмита-Томпсона, в то время как константа K_1 меняется несущественно. Показано, что метод кривых Белова-Аррота плохо

применим для одноосных ферромагнетиков при определении их температуры Кюри, поскольку при измерении вдоль ОЛН и ОТН данным методом получаются разные значения на монокристаллах и эта разница коррелирует с величиной анизотропии намагниченности насыщения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РНФ №24-22-00313.

Список использованной литературы:

1. Politova G.A., Tereshina I.S., Gorbunov D.I., Paukov M.A., Andreev A.V., Grechishkin R.M., Rogacki K. Magnetic and magnetocaloric properties of single crystal $(Nd_{0.5}Pr_{0.5})_2Fe_{14}B$. // J. Alloys Compd. – 2018. – Vol. 751. – P. 283-288.
2. Maskova-Cerna S., Klicpera M., Svoboda P., Andreev A.V., Skourski Y., Reehuis M., Hoffmann J.-U., Andre G., Havela L. New type of magnetic structure in the R_2T_2X group: Tb_2Pd_2In. // J. Physics: Condens. Matter. – 2020. – Vol. 32. – P. 345801.
3. Aubert G., Escudier P. Anisotropic magnetization of nickel at low temperature // J. de Physique. – 1971. – Vol. 32. – P. 543-544.
4. Pauthenet R. The magnetization of a single crystal of cobalt under high magnetic fields // Comptes rendus de l academie des sciences 1983, Serie II, 297, 13-16. (in Franch)
5. Kuz'min M.D., Skokov K.P., Radulov I., Schwöbel C.A., Foro S., Donner W., Werwiński M., Rusz J., Delczeg-Czirjak E., Gutfleisch O. Magnetic anisotropy of La_2Co_7 // J. Appl. Phys. – 2015. – Vol. 118. – P. 053905.
6. Karpenkov D.Y., Skokov K.P., Lyakhova M.B., Radulov I.A., Faske T., Skourski Y., Gutfleisch O. Intrinsic magnetic properties of hydrided and non-hydrided Nd_5Fe_{17} single crystals // J. Alloys Compd. – 2018. – Vol. 741. – P. 1012-1020.
7. Alameda J.M., Givord D., Lemaire R., Lu Q. Co energy and magnetization anisotropies in RCo_5 intermetallics between 4.2 K and 300 K // J. Appl. Phys. – 1981. Vol. 52. – P. 2079.
8. Bolyachkin A.S., Neznakhin D.S., Bartashevich M.I. The effect of magnetization anisotropy and paramagnetic susceptibility on the magnetization process // J. Appl. Phys. – 2015. – Vol. 118. – P. 213902.
9. Neznakhin D.S., Bolyachkin A.S., Bartashevich M.I., Diop L.V.B., Gutfleisch O., Skokov K.P. Angular dependence of saturation magnetization in single crystals with uniaxial magnetic anisotropy // J. Magn. Magn. Materials. – 2022. – Vol. 547. – P. 168947.
10. Neznakhin D.S., Bartashevich A.M., Volegov A.S., Andreev A.V., Bartashevich M.I., Magnetic anisotropy in RCo_3 (R = Lu and Y) single crystals // J. Magn. Magn. Materials. – 2021. – Vol. 539. – P. 168367.

УДК 537.62

Петли гистерезиса композитных плёнок ($CoFeB+SiO_2$) с различной микроструктурой в магнитных полях ±5 Тл при температурах 2-400 К

Котов Л.Н.
профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Уткин А.А.

старший преподаватель, Сыктывкарский государственный университет

Калинин Ю.Е.
профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,
Воронежский государственный технический университет

Ситников А.В.
профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,
Воронежский государственный технический университет

Аннотация. *Исследованы магнито-полевые зависимости намагниченности (петли гистерезиса) композитных пленок (CoFeB+SiO2) в интервале магнитных полей от -5 до 5 Тл при температурах 2, 100, 300, 400 К. Обнаружена сильная зависимость намагниченности и коэрцитивной силы от концентрации металлического сплава, особенно в области перколяции. Концентрационная зависимость коэрцитивной силы связана с изменением микроструктуры композитных плёнок: от гранулированной до гранулярно-перколяционной структуры и далее к металлической матрице с включением диэлектрических частиц и областей.*

Ключевые слова: *гистерезис, намагниченность, гранулированная, перколяционная микроструктура, композитные металл-диэлектрические плёнки*

Hysteresis loop of composite films ($CoFeB+SiO_2$) with different microstructures in magnetic fields ±5 T at temperatures 2-400 K

Kotov L.N.
Professor, head Department of Radiophysics and Electronics,
Syktyvkar State University

Utkin A.A.
Senior lecturer, Syktyvkar State University

Kalinin Yu.E.
Professor, professor of the Department of Solid State Electronics,
Voronezh State Technical University

Sitnikov A.V.
Professor, professor of the Department of Solid State Electronics,
Voronezh State Technical University

Annotation. *The magnetic field dependences of magnetization (hysteresis loops) of composite films (CoFeB+SiO2) were studied in the range of magnetic fields from -5 to 5 T at temperatures of 2, 100,*

300, 400 K. A strong dependence of magnetization and coercive force on the concentration of the metal alloy was discovered, especially in the area of percolation. The concentration dependence of the coercive force is associated with a change in the microstructure of composite films: from granular to granular-percolation structure and then to a metal matrix with the inclusion of dielectric particles and regions.

Keywords: *hysteresis, magnetization, granular, percolation microstructure, composite metal-dielectric films*

В современном мире изучение магнитных свойств материалов играет важную роль в различных научных и технологических областях, таких как магнитоэлектроника, магнитные носители информации, и многие другие. Композитные плёнки, состоящие из различных магнитных и немагнитных материалов, привлекают особое внимание благодаря их магнитоэлектрическим характеристикам, которые предоставляют новые возможности для создания устройств взаимодействующих с электрическими и магнитными полями. Как правило, композитные плёнки обладают высокой магнитной чувствительностью и регулируемостью, что позволяет контролировать их характеристики при изменении внешних условий. В данной работе исследованы магнито-полевые зависимости намагниченности (петли гистерезиса) композитных пленок ($CoFeB+SiO_2$) в интервале магнитных полей от -5 до 5 Тл при температурах 10,100, 300, 400 К.

Напыление плёнок осуществлялось на лавсановый лист с размерами 210×295 мм^2 методом ионной бомбардировки мишеней из металлического сплава CoFeB и диэлектрика SiO_2 [1]. Измерения химического состава и толщины композитных плёнок проводились на сканирующем электронном микроскопе TESCAN MIRA3 LMH. Измерения магнитного момента плёнок в интервале температур 2-400 К и в интервале магнитных полей от -9 до 9 Тл. проводились в Центре диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и наноэлектроники Научного парка СПбГУ с использованием измерительного комплекса MPMS 3 SQUID VSM Quantum Design и сверхпроводящим электромагнитом.

Анализ результатов эксперимента был сделан с учётом изображений магнито-фазового контраста (МФК) поверхности композитных плёнок, полученных с помощью атомно-силового микроскопа NT-MDT (Россия) (рис. 1). Изучение структуры плёнок на основе полученных изображений МФК показало, что композитные плёнки с малой концентрацией металлического сплава $x = 0.45 - 0.49$ обладают гранулярной структурой (рис. 1, *а*), а при $x = 0.62 - 0.76$ гранулярно-перколяционной структурой, которая может иметь полосовую магнитную структуру (*б*). При больших концентрациях $x = 0.78 - 0.88$ структура плёнок представляет собой металлическую матрицу с внедрёнными в неё диэлектрическими частицами и областями (*в*).

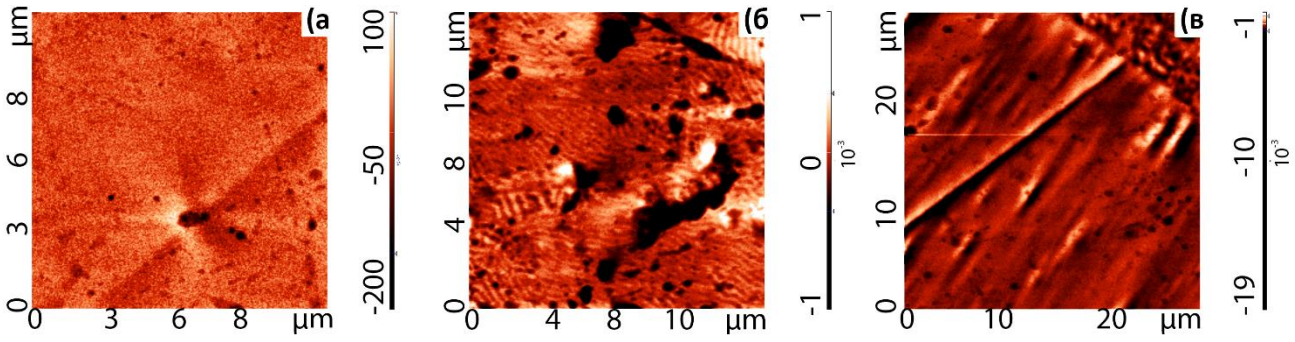


Рис. 1. Изображения магнито-фазового контраста плёнок ($CoFeB+SiO_2$) с $x = 0.49$ (3), 0.64 (6), 0.83 (10). Номера изображений соответствуют номерам плёнок.

В работе были получены зависимости намагниченности от величины постоянного магнитного поля (петли гистерезиса) при температурах 2, 100, 300 и 400 К (рис. 2). При

температурных исследованиях магнитного момента плёнок было установлено, что намагниченность насыщения плёнок с высоким содержанием металлического сплава x = 0.76, 0.81 и 0.91 практически не изменятся с ростом температуры. В то же время, у плёнок с меньшей концентрацией x = 0.44, 0.50, 0.58, находящихся в области перколяции, намагниченность насыщения уменьшается с ростом температуры. При низких значениях температуры 2 К плёнки ($CoFeB+SiO_2$) показывают сильную зависимость коэрцитивной силы от концентрации металлического сплава x (рис. 3). Для плёнок с увеличением x коэрцитивная сила уменьшается, выходя на плато при x = 0.76. При увеличении температуры до 100 К и выше, коэрцитивная сила для всех плёнок ($CoFeB+SiO_2$) слабо зависит от концентрации металлического сплава x.

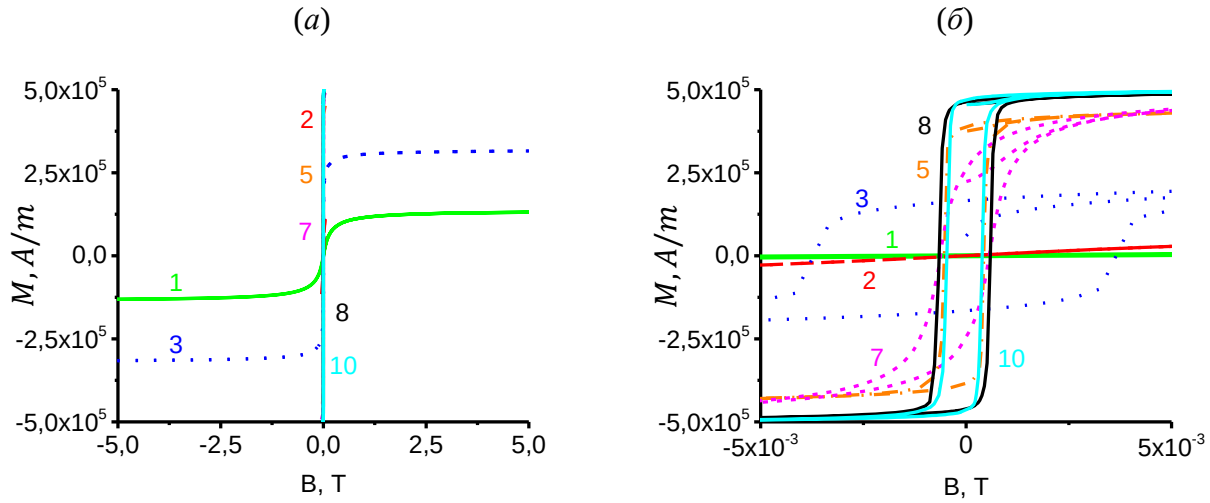


Рис. 2. Зависимости намагниченности плёнок ($CoFeB+SiO_2$) от величины приложенного постоянного магнитного поля при температуре 300 К с концентрациями x = 0.45 (кривая 1), 0.44 (2), 0.49 (3), 0.64 (5), 0.68 (7), 0.77 (8), 0.83 (10) в масштабах ±5 Тл (а), ±5 mТл (б). Номера кривых соответствуют номерам исследованных плёнок.

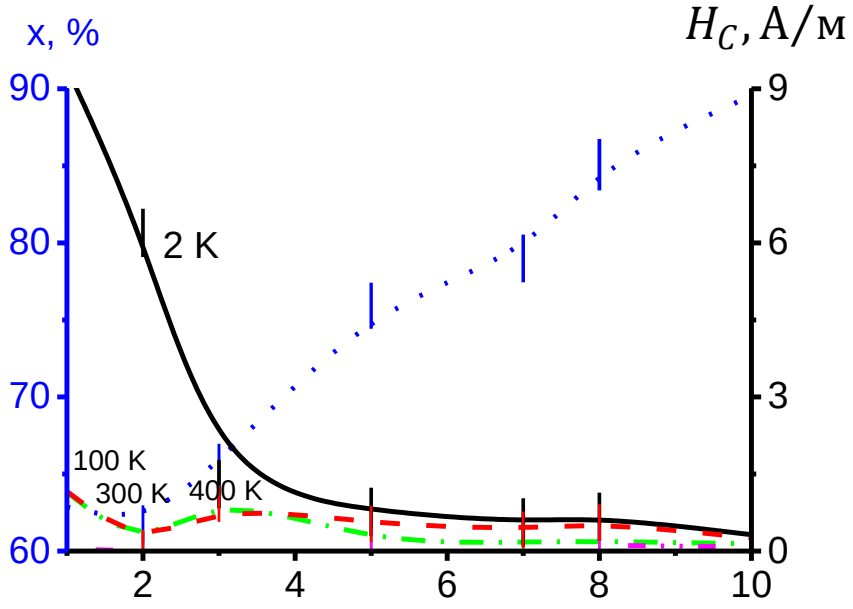


Рис. 3. Зависимость коэрцитивной силы композитных плёнок (CoFeB+SiO2) от их номера. Синей пунктирной линией показано изменение концентрации металлической фазы. Температуры плёнок, при которых проведены измерения петель гистерезиса, приведены возле соответствующей кривой.

Полученные результаты исследований показали, что на намагниченность и коэрцитивную силу гранулированных композитных плёнок ($CoFeB+SiO_2$) большое влияние оказывает микроструктура плёнок. Зависимости коэрцитивной силы от концентрации металлического сплава *x* можно разбить на три области концентраций *x*. Первая область малых концентраций *x* соответствует плёнкам с гранулированной структурой, вторая область соответствует плёнкам с гранулярно-перколяционной структурой, а третья область высоких концентраций *x* относится к плёнкам, имеющих металлическую матрицу с диэлектрическими включениями. Наибольшую чувствительность к постоянному магнитному полю проявляют плёнки вблизи порога перколяции с объёмной долей металлического сплава 0.44, 0.50 и 0.58.

Исследования выполнены за счёт гранта Российского научного фонда, проект № 21-72-20048

Список использованных источников:

1. Котов Л.Н., Уткин А. А., Калинин Ю. Е., Ситников А. В. Магнитные, проводящие и магнитопроводящие свойства композитных плёнок (CoFeB+SiO2+N2) в интервале температур 2-400 К и магнитных полей 0, 1 и 5 Тл // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. Физика». – 2023. – Т. 15, № 4. – С. 85-92.

УДК 537.632.4

Магнитная микроструктура нанокристаллических плёнок Fe-Ti-B

Харин Е.В.

к.т.н., старший научный сотрудник, ИМЕТ РАН

Шефтель Е.Н.

д.т.н., главный научный сотрудник, ИМЕТ РАН

Теджетов В.А.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, ИМЕТ РАН

Гридин Д.М.

аспирант, Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Попов В.В.

к.ф.-м.н., с.н.с., Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Каминская Т.П.

к.ф.-м.н., н.с., Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Грановский А.Б.

д.ф.-м.н., профессор, Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *Плёнки химического состава $Fe_{72.4}Ti_{5.4}B_{19.2}O_{3.0}$ получены магнетронным осаждением с последующим вакуумным отжигом при температуре 200°C в течение 1 ч. Методами XRD, AFM, MFM и VSM изучено влияние состава образующегося твёрдого раствора αFe(Ti) и размера зерна этой фазы, магнитной анизотропии внутри зерна, обменного взаимодействия между зёрнами, а также шероховатости поверхности плёнки на статические магнитные свойства плёнок. Дана согласованная картина структуры и магнитных свойств.*

Ключевые слова: *магнитно-мягкие плёнки, петля гистерезиса, корреляционная магнитометрия, модель случайной магнитной анизотропии*

Magnetic structure of nanocrystalline Fe-Ti-B films

Harin E.V.

Ph.D., senior researcher, Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science RAS

Sheftel E.N.

Dr.Sc., professor, chief reseacher, Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science RAS

Tedzhetov V.A.

Ph.D., researcher, Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science RAS

Gridin D.M.

Ph.D student, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Popov V.V.

Ph.D., senior researcher, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Kaminskaya T.P.

Ph.D., researcher, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Granovsky A.B.

Dr.Sc., professor, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *Films with a chemical composition of $Fe_{72.4}Ti_{5.4}B_{19.2}O_{3.0}$ were prepared by magnetron deposition followed by 1-h vacuum annealing at 200°C. X-ray diffraction analysis, atomic force microscopy, magnetic force microscopy, and vibrating-sample magnetometry are used to study the effect of formed αFe(Ti) solid solution composition, the phase grain size, magnetic anisotropy within grain, exchange interaction between grains, and surface roughness of films on their static magnetic properties. The interrelation between the structure and magnetic properties is highlighted.*
Keywords: *soft magnetic films, hysteresis loop, correlation magnetometry, random anisotropy model*

Магнитные свойства нанокристаллических плёночных ферромагнетиков определяются магнитной микроструктурой и структурой материала (размер зерна), формирующимися при получении материала. В этой связи исследования, направленные на количественную оценку этих характеристик, а также их взаимосвязи, имеют важное научное и прикладное значение для создания плёночных материалов, обеспечивающих требуемые современной электроникой свойства [1] Для решения такой задачи можно использовать (i) микроскопические методы, пригодные для наблюдения поверхностной магнитной структуры, Лоренцевская микроскопия, Керровская микроскопия, магнитно-силовая микроскопия (МСМ) и магнитное малоугловое рассеивание нейтронов; (ii) метод корреляционной магнитометрии, основанный на анализе приближения намагниченности к насыщению [2], позволяющий описать объёмную магнитную микроструктуру, (iii) метод рентгеновской дифракции (РД), позволяющий определить размер зерна материала, микродеформацию в зерне и уровень макронапряжений в плёнке.

В нанокристаллических ферромагнетиках макроскопическая магнитная анизотропия объясняется моделью случайной магнитной анизотропии (МСМА) [2]. Согласно МСМА в условиях, когда размер зерна $2R_c$ меньше длины обменного взаимодействия R_L, произвольно ориентированная локальная магнитная анизотропия $D^{1/2}H_a$ (на масштабе $2R_c$), подавляется обменным взаимодействием на масштабе стохастического домена $2R_L$, размер которого определяется конкуренцией локальной магнитной анизотропии $D^{1/2}H_a$ и обменного взаимодействия. Следует отметить, что в случае отсутствия в магнитной структуре других источников магнитной анизотропии, кроме $D^{1/2}H_a$, которыми могут быть макронапряжения, неоднородности обменной энергии и др, может выполняться равенство коэрцитивной силы и поля анизотропии $D^{1/2}\langle H_a\rangle$ на масштабе $2R_L$: $H_c \approx D^{1/2}\langle H_a\rangle$ [2].

Согласно развиваемому авторами научно обоснованному подходу к выбору составов сплавов [3] нанокристаллические плёнки которых, полученные методом магнетронного осаждения с последующим отжигом, способны обеспечить требуемый уровень магнитных свойств, сплавы системы Fe-Ti-B являются перспективными [3], что определило выбор плёнок этой системы для достижения поставленной в работе цели.

Сопоставление магнитных свойств пленок системы Fe-Ti-B с их объемной и поверхностной магнитной микроструктурой, а также сопоставление результатов оценки объёмной магнитной структуры, полученных методом корреляционной магнитометрии, с доменной структурой поверхности плёночного ферромагнетика, исследованной методом МСМ, является целью настоящей работы.

Пленки Fe-Ti-B получены магнетронным распылением составных мишеней, представляющих собой Fe диск (площадь 110 см^2), равномерно покрытый сегментами керамики TiB_2 (полученной методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза) общей площадью 21 см^2. Плёнки осаждали на стеклянные подложки в течение 10 мин в среде Ar при давлении 0.3 Па, напряжении на катоде 500 В и силе тока 1.5 А. Температура подложкодержателя в конце осаждения была 205°C. Отжиг плёнок проводили при температуре 200°C в течение 1 ч в вакууме $2\cdot10^{-4}$ Па. Температура отжига выбрана так, чтобы получить наибольшую намагниченность насыщения за счёт обеднения твёрдого раствора титаном и одновременно сохранить низкие значения коэрцитивной силы.

Химический состав (Fe 72.4, Ti 5.4, B 19.2, O 3.0 ат.%) и толщина плёнок (d = 0.52±0.03 мкм) определены с помощью сканирующего электронного микроскопа Hitachi S3400N.

Тонкая кристаллическая структура плёнок была определена методом рентгеновской дифракции с использованием дифрактометра Rigaku Ultima IV. Определение размера зерна было выполнено по формуле Шеррера.

МСМ была получена с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) НТ-МДТ Смена в полуконтактном режиме с использованием кантилевера с Co покрытием с резонансными частотами 47-90 кГц и силовой константой 1-5 Н/м в двухпроходном режиме, второй проход на высоте 100 нм над поверхностью. МСМ-изображения обрабатывались в программе NOVA с помощью модуля обработки изображений Image Analysis P9.

Петли магнитного гистерезиса были измерены в поле до 16 кЭ с помощью вибрационного магнитометра LakeShore 7407. Магнитное поле прикладывали в плоскости пленки. Все измерения выполнены при комнатной температуре.

РД демонстрирует в осажденных плёнках один широкий максимум, центрируемый в угловом интервале около 44°, соответствующем положению линии (110) αFe с кубической объемно-центрированной кристаллической решеткой, и в отожжённых плёнках второй широкий диффузный максимум, центрированный вблизи 2θ~55°.

Рассчитанный по угловому положению первого максимума период решётки фазы на основе αFe в плёнках после осаждения составляет 2.873±0.003 Å и 2.870±0.003 Å после отжига. Это указывает на формирование в осажденных плёнках твёрдого раствора Ti в αFe, αFe(Ti), его незначительное обеднение по Ti в отожжённых плёнках, что согласуется с отсутствием или очень незначительным увеличением размера зерна этой фазы от 7±1 до 11±2 нм в отожжённых по сравнению с осаждёнными плёнками. Второй широкий максимум, центрированный вблизи 2θ~55°, наблюдаемый на отожжённых плёнках, скорее всего, отражает образование при отжиге чрезвычайно мелких частиц фазы со стехиометрией Fe_3B. Основанием для такого предположения является известный факт образования в сплавах с метастабильным фазовым состоянием (плёнки, полученные магнетронным осаждением) фаз, состав которых в равновесных условиях соответствует более высокому содержанию второго компонента, в частности B.

Форма петли гистерезиса изученных плёнок (низкая относительная остаточная намагниченность около 0.14 и почти линейный участок петли гистерезиса в полях выше коэрцитивного) указывает на наличие сильной одноосной магнитной анизотропии, которая, по всей видимости, связана со столбчатой структурой. В результате отжига петля гистерезиса претерпела заметные изменения в области приближения к насыщению (выше 1000 Э) и вблизи начала координат. Коэрцитивная сила H_c и намагниченность насыщения M_s увеличились в пределах точности измерения от 25±2 до 30±2 Э и от 1400±80 до 1600±110 Гс после отжига. Отметим, что в результате отжига на петле гистерезиса в окрестности 10 Э появилась особенность в виде излома, что указывает на наличие двух магнитных фаз с различной коэрцитивной силой. Такое поведение, по всей видимости, связано с образованием при отжиге второй ферромагнитной фазы Fe_3B.

Статистическая обработка рельефа поверхности плёнки после отжига при 200°C, полученного методом АСМ, показала среднюю высоту шероховатости p = 7±2 нм, что сравнимо с размером зерна. Средний размер поверхностных неоднородностей 60±10 нм указывает на выход на поверхность колонной структуры из агломератов зёрен. Эта колонная структура может влиять на форму петли гистерезиса. Рельеф на поверхности плёнки создаёт дополнительные размагничивающие поля [4], которые имеют поле анизотропии $H_u = 4\pi^2 M_S p^2/(\lambda d)$, где λ – преобладающая длина волны шероховатости (удвоенный размер неоднородности), d – толщина плёнки. Для измеренных величин H_u = 32±22 Э, что близко к основной величине H_c.

Контраст на МСМ изображениях показывает градиент магнитного поля над поверхностью пленки, то есть отражает относительное распределение проекции намагниченности по нормали к поверхности без внешнего поля. Поэтому чёткий контраст на МСМ означает наличие компоненты намагниченности выходящей из плоскости плёнки,

которая может отражаться на петлях гистерезиса. Статистическая обработка МСМ дала ширину полосовых доменов 420±20 нм.

Для анализа обменного взаимодействия между ферромагнитными зёрнами в плёнках была выполнена количественная оценка параметров магнитной структуры: среднеквадратичная флуктуация поля эффективной локальной магнитной анизотропии $D^{1/2}H_a$ (на масштабе ферромагнитного зерна $2R_c$), обменное поле H_R, относительный размер стохастического домена R_L/R_c и среднеквадратичная флуктуация поля эффективной магнитной анизотропии стохастического домена $D^{1/2}\langle H_a\rangle$. С этой целью, согласно теории корреляционной магнитометрии [2], экспериментально измеренная кривая намагничивания в сильных полях (вставка на рис. 4) была аппроксимирована выражением

$$M(H) = M_s[1 - (1/2)(D^{1/2}H_a)^2 / (H^2 + H^{1/2} H_R^{3/2})]. \quad (1)$$

Из выражения (1) определены величины M_s, $D^{1/2}H_a$ = 2500 до отжига и 1200±130 Э после отжига плёнок, а также H_R = 5600 и 7400±920 Э, соответственно ($H_R = 2A/M_sR_c^2$, где A – эффективная обменная энергия). Согласно [2], поле H_R является пороговой величиной поля $D^{1/2}H_a$. При $D^{1/2}H_a < H_R$ обменное взаимодействие между зёрнами приводит к образованию стохастических доменов. Величина D, дисперсия лёгких осей магнитной анизотропии, зависит от симметрии локальной магнитной анизотропии, и для одноосной анизотропии D = 1/15.

Зная величины $D^{1/2}H_a$ и H_R, можно оценить $D^{1/2}\langle H_a\rangle = (D^{1/2}H_a)^4/H_R^3$ = 5±3 Э для плёнки после отжига. Эта величина близка к величине поля, при котором наблюдается изгиб на петле гистерезиса после отжига, отражающего коэрцитивную силу более магнитно-мягкой магнитной фракции.

Относительный размер стохастических доменов $R_L/R_c = (H_R/D^{1/2}H_a)^2$ = 39±14. В данной плёнке $D^{1/2}H_a < H_R$, и поэтому $R_L/R_c > 1$, что указывает на наличие обменного взаимодействия между ферромагнитными зёрнами. С учётом размера зерна $2R_c$ = 11±2 нм после отжига, размер стохастического домена равен $2R_L$ = 430±30 нм. Эта величина достаточно близка к результату из данных МСМ.

Почти линейная петля гистерезиса, имеющая поле насыщения H_s = 1100±100 Э после отжига, в сочетании с полосовой доменной структурой указывает на то, что плёнка находится в «закритическом» состоянии, т.е. её толщина больше критической $L_{cr} = 2\pi(A/K_p)^{1/2}$, где K_p – перпендикулярная магнитная анизотропия [5]. При толщине плёнки менее L_{cr} размагничивающее поле и обменное взаимодействие удерживают всю намагниченность в плоскости плёнки. Зная величину H_s, можем оценить $K_p = (1\pm0.1)\cdot10^6$ эрг/см^3 из следующего уравнения: $H_s=(2K_p/M_s)[1-(L_{cr}/d)(1+K_p/(2\pi M_s^2))^{-1/2}]$ [5]. Тогда L_{cr}=63±3 нм при этом значении K_p.

Зная величину K_p, можем оценить ширину полосовых доменов: $D_m=d^{1/2}[\pi A(K_p+2\pi M_s^2)/(2K_pM_s^2)]^{1/4}$ [5]. Полученная величина D_m=130±3 нм меньше, чем результат из МСМ. Это связано с тем, что наблюдаемая в эксперименте перпендикулярная анизотропия не является идеально перпендикулярной [5] и с возможным наличием магнитной анизотропии в плоскости пленки, так как, согласно МСМ, ориентация полосовых доменов меняется по поверхности пленки на масштабе нескольких микронов.

Список использованной литературы:

1. Scheunert G., Heinonen O., Hardeman R., et al. A review of high magnetic moment thin films for microscale and nanotechnology applications // Appl. Phys. Rev. – 2016. – V. 3. - 011301.
2. Iskhakov R.S., Komogortsev S.V. Magnetic Microstructure of Amorphous, Nanocrystalline, and Nanophase Ferromagnets // Phys. of Metals and Metallography. – 2011. - V. 112. – p. 666-681.
3. Sheftel E.N., Tedzhetov V.A., Kiryukhantsev-Korneev Ph.V., Harin E.V., Usmanova G.Sh., Zhigalina O.M. Russian Journal of Non-Ferrous Metals. – 2020. - v. 61. – P. 753–761.
4. Schlömann E. Demagnetizing Fields in Thin Magnetic Films Due to Surface Roughness // Journal of Applied Physics. – 1970. – Vol. 41 – Iss. 4. – p. 1617-1623.
5. Komogortsev S.V., Vazhenina I.G., et al. Advanced Characterization of FeNi-Based Films for the Development of Magnetic Field Sensors // Sensors. – 2022. – V. 22. – art. 3324.

УДК 537.632

Влияние температуры на спектр индуцированного сигнала напряжения в аморфных микропроводах

Акунья Перес А.

аспирант кафедры Технологии Материалов Электроники, ИНМиН, НИТУ МИСИС

Панина Л.В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры Технологии Материалов Электроники, ИНМиН НИТУ МИСИС

Ушаков А.Г.

студент, ИНМиН, НИТУ МИСИС

Аннотация. *Исследование посвящено изучению влияния температуры на спектральные характеристики индуцированного сигнала напряжения, возникающего при перемагничивании аморфных микропроводов. Были использованы два типа микропровода с составами* $Co_{64.82}Fe_{3.9}B_{10.2}Si_{12}Cr_9Mo_{0.08}$ *(Tc = 61°C) и* $Co_{66.6}Fe_{4.28}B_{11.51}Si_{14.48}Ni_{1.44}Mo_{1.69}$ *(Tc = 360°C) с разной температурой Кюри (Tc) и различными типами магнитной анизотропии. Первый микропровод с низкой Tc имеет положительную магнитострикцию, что приводит к легкому направлению намагниченности вдоль оси. Второй микропровод имеет отрицательную магнитострикцию, которая вызывает циркулярное легкое намагничивание. Результаты исследования показали, что гармоники высоких порядков в этих двух микропроводах имеют противоположное поведение при повышении температуры. В микропроводах с осевой анизотропией и низкой температурой Кюри амплитуды гармоник уменьшаются с повышением температуры вследствие уменьшения намагниченности насыщения. Однако в микропроводах с циркулярной анизотропией и высокой температурой Кюри амплитуды гармоник увеличиваются с повышением температуры, что обусловлено изменением магнитострикции и наклона кривой гистерезиса. Эти результаты могут быть полезны для разработки бесконтактных датчиков температуры.*

Ключевые слова: *температура Кюри, магнитная анизотропия, быстрое преобразование Фурье, ферромагнитный микропровод*

Effect of temperature on spectral characteristics of the induced voltage in amorphous microwires

Acuna Perez A.

Ph.D. student of the Department of Electronics Materials Technology, Institute of Novel Materials and Nanotechnology of MISIS – National University of Science and Technology

Panina L. V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Electronics Materials Technology, Institute of Novel Materials and Nanotechnology of MISIS – National University of Science and Technology

Ushakov A. G.

student of Institute of Novel Materials and Nanotechnology of MISIS – National University of Science and Technology

Annotation. *The research is dedicated to study the influence of temperature on spectral characteristics in the voltage signal induced during magnetization reversal in amorphous microwires. Two types of microwires with compositions of* $Co_{64.82}Fe_{3.9}B_{10.2}Si_{12}Cr_9Mo_{0.08}$ *(Tc = 61°C) and* $Co_{66.6}Fe_{4.28}B_{11.51}Si_{14.48}Ni_{1.44}Mo_{1.69}$ *(Tc = 360°C) with different Curie temperatures (Tc) and*

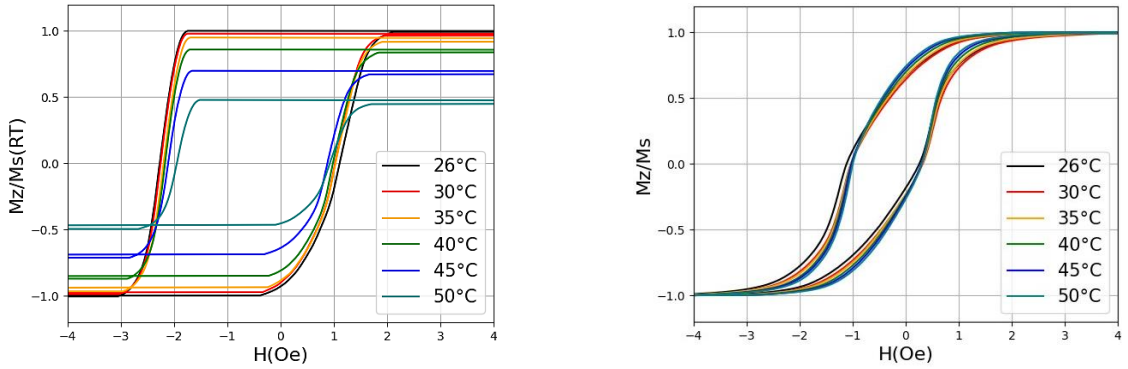
different types of magnetic anisotropy were used. The first microwire with low Tc has a positive magnetostriction which leads to easy axial anisotropy. The second microwire has negative magnetostriction which causes circular anisotropy. The findings revealed that the high harmonics of these two microwires had opposite behaviors as the temperature increased. In microwires with axial anisotropy and low Curie temperature, the harmonic amplitudes decrease with increasing temperature following the reduction in saturation magnetization. However, in microwires with circular anisotropy and high Curie temperature, the harmonic amplitudes increase with increasing temperature owing to change in magnetostriction and slope of magnetic hysteresis. These results may be useful for the development of contactless temperature sensors.

Keywords: *Curie temperature, magnetic anisotropy, fast Fourier transform, ferromagnetic microwire*

Аморфные и нанокристаллические ферромагнитные микропровода привлекают большое внимание благодаря их потенциалу в разработке магнитных датчиков. Микропровода используются для измерения температуры, механических напряжений, положения и других физических величин [1–4]. Микропровода на основе Co обычно используются в качестве датчиков слабого магнитного поля, поскольку они обладают большим и чувствительным эффектом магнитоимпеданса [3–5]. Выбор состава зависит от конкретного применения, но обычно в сплав входят Fe, Co, Ni. Кроме того, металлоиды Si и B используются для содействия формированию аморфной фазы, а Cr и Mo - для стабилизации аморфной структуры [5–8]. Для многих применений датчиков важна температурная стабильность, что требует использования материалов с высокими температурами Кюри (Tc). Однако для измерений температуры в области до 80 C требуется использование материалов с низкими температурами Кюри. Вблизи Tc магнитные свойства значительно изменяются, что приводит к модификации магнитной структуры [5,6,9–11].

Исследования проводились с аморфными микропроволоками в стеклянной оболочке для следующих двух составов: $Co_{64.82}Fe_{3.9}B_{10.2}Si_{12}Cr_9Mo_{0.08}$ (образец №1) и $Co_{66.6}Fe_{4.28}B_{11.51}Si_{14.48}Ni_{1.44}Mo_{1.69}$ (образец №2) с различными температурами Кюри. Температура Кюри образца № 1 составляет 61 °C, а образца № 2 – 360 °C. Кроме того, образец №1 имеет осевую анизотропию из-за положительной магнитострикции ($\lambda s > 0$), однако образец № 2 имеет циркулярную анизотропию с отрицательной магнитострикцией ($\lambda s < 0$). Микропровода были приготовлены по методу Тейлора-Улитовского [12]. Образец No. 1 имеет общий диаметр $D_1 = 29{,}2$ мкм и диаметр металлического сердечника $d_1 = 18$ мкм, а образец № 2 - общий диаметр $D_2 = 41{,}9$ мкм и диаметр металлического сердечника $d_2 = 29{,}2$ мкм.

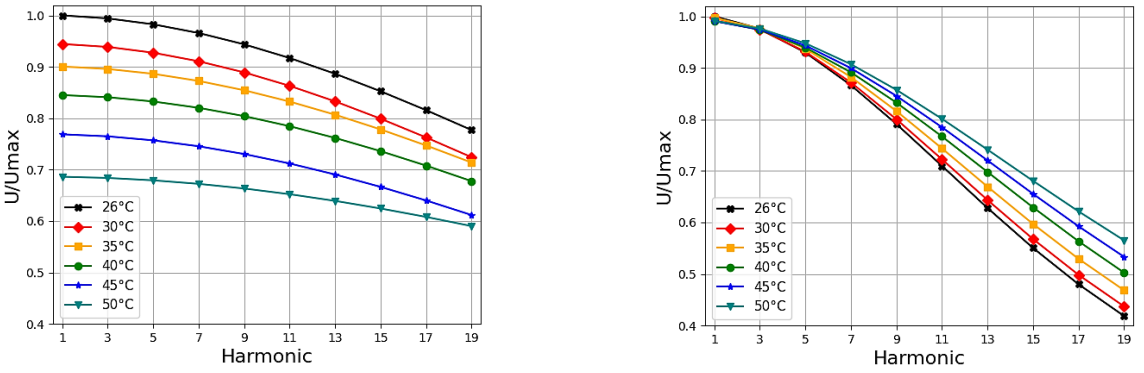
Петли гистерезиса измерялись индуктивным методом. В измерительной установке использовались две дифференциальные катушки с внутренним диаметром 3 мм. Образцы намагничивались полем с амплитудой 12,5 Э и частотой 500 Гц. Чтобы изучить влияние нагрева на петли гистерезиса, дифференциальные катушки с образцом помещались в теплоизолированную камеру, в которой создавался равномерный нагрев. Для измерения температуры рядом с катушкой с образцом устанавливалась термопара. В процессе нагрева камеры используется тепловая пушка, которая автоматически управляется Arduino Uno. Также, чтобы получить петли гистерезиса, была выполнена нормализация до максимума сигнала при комнатной температуре, при интегрировании индуцированного напряжения.



а) б)

Рис. 1. Петли гистерезиса при различных температурах для микропроводов состава: $Co_{64.82}Fe_{3.9}B_{10.2}Si_{12}Cr_9Mo_{0.08}$ (образец № 1) (а); и $Co_{66.6}Fe_{4.28}B_{11.51}Si_{14.48}Ni_{1.44}Mo_{1.69}$ (образец № 2) (б)

Петли гистерезиса исследуемых образцов при различных температурах показаны на рис. 1. Форма петель гистерезиса образцов различна. Но форма петли гистерезиса каждого образца в отдельности слабо меняется с повышением температуры. Однако для образца № 2 происходит некоторое уменьшение наклона петли, что обусловлено частичной релаксацией внутренних напряжений, возникших из-за разницы коэффициентов теплового расширения стекла и металла. Константа магнитострикции остается отрицательной, но уменьшается по абсолютной величине. Образец № 1 имеет прямоугольную петлю гистерезиса при всех температурах, что свидетельствует о сохранении положительного знака магнитострикции вплоть до Tc (рис. 1а). Таким образом, характер анизотропии не меняется во всем диапазоне температур. Однако значение Hc (коэрцитивной силы) уменьшается, что связано с уменьшением магнитострикции вблизи температуры Кюри.



а) б)

Рис. 2. Нормализованная амплитуда гармоник микропроводов состава при различных температурах: $Co_{64.82}Fe_{3.9}B_{10.2}Si_{12}Cr_9Mo_{0.08}$ (образец № 1) (а); и $Co_{66.6}Fe_{4.28}B_{11.51}Si_{14.48}Ni_{1.44}Mo_{1.69}$ (образец № 2) (б)

Магнитные материалы с высокой магнитной восприимчивостью обладают способностью генерировать резкий импульс напряжения при перемагничивании низкочастотным магнитным полем. Нормированная амплитуда частотного спектра для импульса напряжения показана на рис. 2, этот сигнал содержит гармоники частоты возбуждения (500 Гц), и их амплитуды меняются с повышением температуры. Для аморфных микропроводов с низкой температурой Кюри, сохраняющих прямоугольную петлю гистерезиса (образец № 1), амплитуды гармоник уменьшаются с повышением температуры, как показано на рис. 2а. Кроме того, температурные изменения более выражены для гармоник с меньшими номерами. Напротив, в аморфных микропроводах с наклонной петлей гистерезиса и высокой температурой Кюри (образец № 2)

амплитуды гармоник увеличиваются с повышением температуры, как показано на рис. 2б, и гармоники с более высокими номерами оказываются более чувствительными к изменению температуры.

В исследовании изучено поведение аморфных ферромагнитных микропроводов в качестве датчиков температуры. Аморфные микропроволоки состава $Co_{64.82}Fe_{3.9}B_{10.2}Si_{12}Cr_9Mo_{0.08}$ (T_c = 61°C и $\lambda_s > 0$) и $Co_{66.6}Fe_{4.28}B_{11.51}Si_{14.48}Ni_{1.44}Mo_{1.69}$ (T_c = 360°C и $\lambda_s < 0$) использовались для демонстрации влияния температуры на спектральные характеристики сигнала индуцированного напряжения. Выявление высших гармоник возможно с высокой точностью благодаря хорошему отношению сигнал/шум, т. к. обычный шум и 1/f шум существенно подавляются на этих частотах. Следовательно, подобные системы могут использоваться в качестве беспроводных датчиков с дистанционным опросом, будучи установленными на поверхности изделий либо размещенными внутри материалов.

Список использованных источников:

1. Hristoforou E., Ktena A., Gong S. Magnetic Sensors: Taxonomy, Applications, and New Trends // IEEE Transactions on Magnetics. – 2019. – Vol. 55, – № 7.
2. Panina L. V. Magnetic properties of amorphous microwires at microwaves and applications // Magnetic Nano- and Microwires: Design, Synthesis, Properties and Applications. – 2020. – P. 889–917.
3. Zhukova V. et al. Development of Magnetic Microwires for Magnetic Sensor Applications // Sensors. – 2019. – Vol. 19. – № 21. – P. 4767.
4. Zhukova V. et al. Development of Magnetically Soft Amorphous Microwires for Technological Applications // Chemosensors. – 2022, – Vol. 10. – № 1. – P. 26.
5. Panina L.V. et al. Temperature effects on magnetization processes and magnetoimpedance in low magnetostrictive amorphous microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2018. – Vol. 459. – P. 147–153.
6. Alam J. et al. Effect of temperature on magnetoimpedance in amorphous microconducts Co27.4Fe5Ni43.08B12.26Si12.26 // Physics of the Solid State. – 2023. – Vol. 65. – № 2.
7. Sarkar P. et al. Structural and Giant Magneto-impedance properties of Cr-incorporated Co–Fe–Si–B amorphous microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2012. – Vol. 324. – № 8. – P. 1551–1556.
8. Herzer G. Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials // Acta Mater. – 2013. – Vol. 61, – № 3. – P. 718–734.
9. Alam J. et al. High-Frequency Magnetic Impedance in (CoFeNi)BSi and (CoFeCrMo)BSi Amorphous Microwires in a Glass Sheath near the Curie Temperature // Physics of Metals and Metallography. – 2023. – Vol. 124. – № 1. – P. 1–7.
10. Panina L. et al. Soft Magnetic Amorphous Microwires for Stress and Temperature Sensory Applications // Sensors. – 2019. – Vol. 19. – № 23. – P. 5089.
11. Dzhumazoda A. et al. Controlling the Curie temperature in amorphous glass coated microwires by heat treatment // Journal of Alloys and Compounds. – 2019. – Vol. 802. – P. 36–40.
12. Chiriac H. Preparation and characterization of glass covered magnetic wires // Materials Science and Engineering. – 2001. – Vol. 304–306. – № 1–2. – P. 166–171.

УДК 538.955

Изучение процессов намагничивания отрезков аморфных ферромагнитных микропроводов на основе кобальта с помощью сканирующего ГМИ-магнитометра

Данилов Г.Е.

инженер научного проекта,
Научно-исследовательский технологический университет «МИСИС»

Гребенщиков Ю.Б.

к.ф.-м.н., с.н.с., доцент, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН)

Попова А.В.

н.с., Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН)

Гудошников С.А.

к.ф.-м.н., доцент, Научно-исследовательский технологический университет «МИСИС»

Аннотация. *В работе, с помощью сканирующего ГМИ магнитометра, проведены измерения и визуализация магнитных полей рассеяния над отрезками кобальтовых аморфных ферромагнитных микропроводов в широком диапазоне внешних продольных магнитных полей. Путем сопоставления измеренных профилей рассеянных полей с теоретическими, рассчитанными в рамках модели макроскопического диполя, проанализировано распределение продольной компоненты намагниченности исследуемых микропроводов.*

Ключевые слова: *аморфные ферромагнитные микропровода на основе Co, сканирующий ГМИ-магнитометр, распределение магнитного поля, петля гистерезиса*

Study of magnetization processes of Co-rich amorphous ferromagnetic microwires using scanning GMI magnetometer

Danilov G.E.

Research Engineer, National University of Science and Technology “MISIS”, Moscow, Russia

Grebenshchikov Yu.B.

Ph.D., Senior Research Officer, Associate Professor, Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia

Popova A.V.

Research Officer, Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism,
Ionosphere and Radio Wave Propagation, IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia

Gudoshnikov S.A.

Ph.D., Associate Professor, National University of Science and Technology “MISIS”,
Moscow, Russia

Annotation. *The work is dedicated to the measurement and visualization of magnetic stray fields over segments of Co-rich amorphous ferromagnetic microwires conducted using a scanning GMI magnetometer in a wide range of external longitudinal magnetic fields. By comparing the measured profiles of magnetic stray fields with the theoretical ones calculated within the framework of the macroscopic dipole model, the distribution of the longitudinal component of magnetization of the studied microwires was analyzed.*

Keywords: *Co-rich amorphous ferromagnetic microwires, scanning GMI-magnetometer, stray magnetic fields distribution, hysteresis loop*

Аморфные ферромагнитные микропровода, покрытые стеклянной оболочкой, с диаметром металлической жилы 10–30 микрометров, обладают уникальными электродинамическими характеристиками. В частности, в микропроводах на основе кобальта может наблюдаться эффект гигантского магнитного импеданса (ГМИ) [1], на основе которого развиваются технологии создания миниатюрных высокочувствительных датчиков (ГМИ-датчиков) для измерения магнитных полей [2]. Характеристики ГМИ-датчиков в значительной степени определяются процессами намагничивания в области магнитных полей меньше поля анизотропии микропровода, H_a. В данной работе, при изучении процессов намагничивания используется метод сканирующей ГМИ-магнитометрии, который позволяет получать распределения локальных магнитных полей рассеяния вблизи отрезков кобальтовых микропроводов при их намагничивании внешними продольными полями. Показано, что сопоставление полученных экспериментальных данных с теоретическими, рассчитанными в рамках модели макроскопического диполя, позволяет анализировать распределение намагниченности микропровода.

В качестве исследуемых образцов использовались аморфные ферромагнитные микропровода на основе кобальта, покрытые стеклянной оболочкой. Микропровода были изготовлены в НИТУ МИСиС по технологии Улитовского-Тейлора из сплава состава CoFeCrBSi. Отрезки исследуемых образцов имели диаметр металлической жилы 17.3 мкм, полный диаметр 28.2 мкм и длину ~ 8 мм. Петли гистерезиса отрезков микропроводов измерялись с помощью индукционного метода и метода вибрационной магнитометрии и характеризовались полем анизотропии H_a ~ 100 А/м и практически линейным участком в области магнитных полей ± H_a.

Измерения распределений локальных магнитных полей рассеяния отрезков микропроводов проводились с использованием сканирующего ГМИ-магнитометра [3], в котором чувствительным элементом являлся ГМИ-датчик, измеряющий перпендикулярную компоненту магнитного поля с чувствительностью ~10 нТл. Задание продольных намагничивающих полей, в диапазоне ± 350 А/м, осуществлялось с помощью системы колец Гельмгольца (КГ). Для ослабления влияния магнитного поля Земли и сетевых помех частотой 50 Гц, измерения проводились внутри магнитного экрана с коэффициентом экранирования ~ 500.

При измерениях методом сканирующей ГМИ-магнитометрии были получены изображения магнитных полей рассеяния образцов микропроводов в различных внешних продольных магнитных полях. В качестве примера на рисунке 1 приведено пространственное изображение $B_z(x,y)$ компоненты магнитного поля над микропроводом длиной 8 мм (черный отрезок в центре), на расстоянии 0.1 мм между образцом и ГМИ-датчиком. Данное магнитное изображение было получено при воздействии магнитного поля КГ, величиной + 350 А/м, направленного вдоль оси микропровода (слева направо), в котором микропровод намагничивался до состояния близкого к насыщению. Как следует из представленных данных, при максимальном значении подмагничивающего поля (350 А/м), положительный и

отрицательный экстремумы $B_z(x,y)$ компоненты магнитного поля локализованы вблизи концов микропровода. При уменьшении подмагничивающего поля от + 350 А/м до 0 амплитуда экстремумов уменьшалась до нуля. При смене знака и увеличении подмагничивающего поля до – 350 А/м магнитные экстремумы меняли знак на противоположный, а их амплитуда увеличивалась до максимального значения.

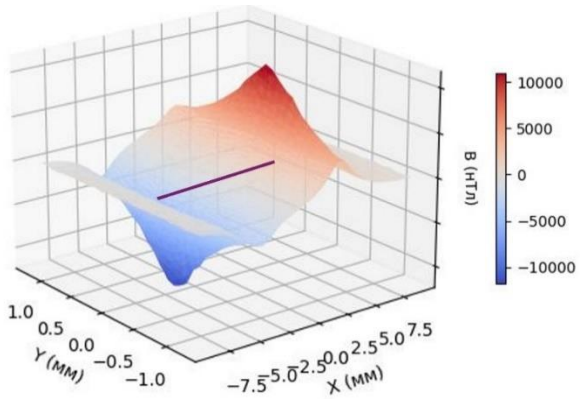


Рис. 1. Трехмерное изображение распределения намагниченности отрезка АФМ в продольном магнитном поле 200 А/м

Для сравнения, на рисунке 2 приведены петля гистерезиса образца того же микропровода длиной 8 мм, измеренная с помощью индукционного метода и профили нормальной компоненты поля над микропроводом (вставки 1–4), измеренные с помощью сканирующего ГМИ-магнитометра на высоте ~ 0,1 мм, при значениях подмагничивающего поля, указанных соответствующими точками на петле гистерезиса.

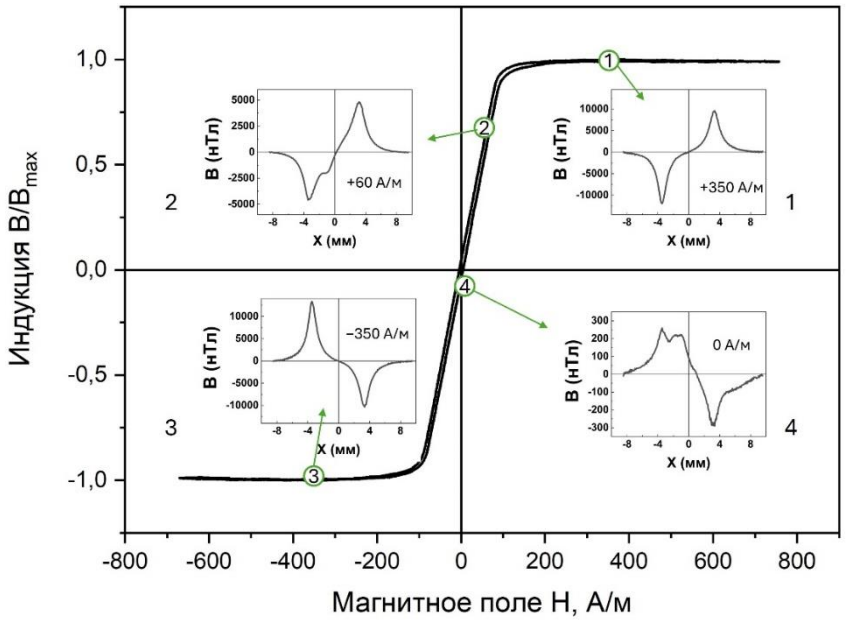


Рис. 2. Петля гистерезиса образца микропровода длиной 8 мм. Вставки 1 -4 показывают профили $B_z(x)$, вдоль оси микропровода на высоте 0,1 мм при разных полях (точки 1–4 на петле гистерезиса), измеренные с помощью сканирующего ГМИ-магнитометра.

В ходе измерений последовательности магнитных профилей при изменении внешнего

поля был установлен ряд особенностей их эволюции. Оказалось, экстремумы вблизи концов отрезка кобальтового микропровода довольно сильно размыты даже в относительно больших внешних полях. Причем, форма и положение экстремумов при уменьшении внешнего поля от больших значений до сравнительно малых меняются слабо. Уменьшается только их амплитуда. Во внешних полях, меньших поля магнитной анизотропии, $H < H_a$, заметны магнитные особенности в центральной области микропровода. При изменении направления внешнего поля на обратное, профили индукции меняют знак, почти не изменяясь по форме. Следует отметить, что форма экстремумов индукции над концами микропроводов мало меняется от одного отрезка микропровода к другому, особенности же в центральной части образца являются индивидуальными признаками каждого микропровода. По-видимому, эти особенности связаны с наличием протяженных дефектов в структуре образца. В области слабых внешних полей (несколько процентов от максимальной величины в эксперименте), определяющим фактором формирования распределения намагниченности становятся дефекты структуры материала, в том числе и небольшой величины, и соответствующие профили индукции имеют более сложную форму.

При интерпретации полученных экспериментальных данных предполагалось, что намагниченность имеет, в основном, две компоненты: азимутальную и продольную, последняя из которых возникает и растет с увеличением внешнего продольного поля. Расчеты распределения магнитных полей над микропроводом проводились в рамках модели макроскопического диполя, согласно которой для каждого значения внешнего поля подбиралось распределение плотности магнитного заряда $\rho_m(x)$ внутри образца, обеспечивающее профиль индукции рассеянного поля, совпадающий с измеренным с хорошей точностью [4]. Рассматривались распределения заряда, соответствующие кусочно-линейным распределениям намагниченности $J(x)$. Анализ показал, что длина неоднородности намагничения на концах отрезка определяется отношением внешнего поля H к J. Так как в однородных кобальтовых микропроводах намагниченность вдали от концов приблизительно пропорциональна H, то указанное отношение не меняется с изменением внешнего поля, во всяком случае в области $H < H_a$. Поэтому, мало меняется и форма распределения индукции над концами образца и над крупными дефектами при изменении внешнего поля. Подчеркнем, что во всем диапазоне внешних полей, используемых в эксперименте, не обнаружено периодических структур в распределении намагниченности, во всяком случае с периодом более 0,1 мм.

Исследования выполнены в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030», проект СП1-П01.

Список использованных источников:

1. Panina L. V., Mohri K. Magneto-impedance effect in amorphous wires // Applied physics letters. – 1994. – Т. 65. – №. 9. – С. 1189-1191.
2. Gudoshnikov S. et al. Highly sensitive magnetometer based on the off-diagonal GMI effect in Co-rich glass-coated microwire // physica status solidi (a). – 2014. – Т. 211. – №. 5. – С. 980-985.
3. Gudoshnikov S. et al. Scanning magnetic microscope based on magnetoimpedance sensor for measuring of local magnetic fields // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. – Т. 510. – С. 166938.
4. Danilov G. et al. Measurements of Stray Magnetic Fields of Fe-Rich Amorphous Microwires Using a Scanning GMI Magnetometer // Metals. – 2023. – Т. 13. – №. 4. – С. 800.

УДК 537.62

Исследование влияния структурных особенностей металлической жилы на динамику движения доменных границ в ферромагнитных микропроводах

Колесникова В.Г.

младший научный сотрудник НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Савин В.В.

инженер-исследователь НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Андреев Н.В.

к.ф.-м. н., научный сотрудник ЦКП «Материаловедение и металлургия», НИТУ «МИСИС»

Игнатов А.А.

инженер-исследователь НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Сергеев Е.Д.

лаборант НОМЦ им. С. Ковалевской, БФУ им. И. Канта

Панина Л.В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры технологии материалов электроники, НИТУ «МИСИС»

Родионова В.В.

к.ф.-м. н., директор НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Аннотация. *Работа посвящена исследованию влияния структурных особенностей ферромагнитных микропроводов из сплавов на основе Fe на динамику движения доменных границ при перемагничивании. В работе уделено внимание исследованию подвижности доменных границы в зависимости от степени наличия дефектов структурного типа в аморфной матрице (наличие кристаллитов при изготовлении), а также наличию структурных механических дефектов, нанесённых с внешней стороны металлической жилы – со стороны стеклянного покрытия. Было выявлено, что чем больше дефектов, как внутри, так и снаружи, металлической жилы, тем подвижность доменной границы больше.*

Ключевые слова: *микропровода, магнитные свойства, доменная граница, магнитомягкий материал*

Study of the influence of structural features of a metal core on the domain wall dynamics in ferromagnetic microwires

Kolesnikova V.G.

junior researcher of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Savin V.V.

research engineer of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Andreev N.A.

Dr., researcher, Center for Shared Use "Materials Science and Metallurgy", NUST "MISIS"

Ignatov A.A.

research engineer of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Sergeev E.D.

laboratory assistant, S. Kovalevskaya REMC, Immanuel Kant Baltic Federal University

Panina L.V.

Prof., Department of Electronics Materials Technology, NUST MISIS

Rodionova V.V.

Dr, Head of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Annotation. *This work is devoted to studying the influence of the structural features of ferromagnetic Fe-based microwires on the domain wall dynamics during magnetization reversal process. The work pays attention to the study of the mobility of domain boundaries depending on the degree of presence of structural type defects in the amorphous matrix (presence of crystallites during manufacturing), as well as the presence of external structural mechanical defects from the side of the glass coating. It was found that the more defects both inside and outside the metal core, the larger value of the domain wall mobility of the microwire.*

Keywords: *microwires, magnetic properties, domain wall, soft magnetic material*

Ферромагнитные провода, покрытые стеклянной оболочкой и достигающие десятков микрон в диаметре, нашли применение в различных отраслях жизни человека. Благодаря уникальным магнитомягким свойствам и скорости распространения доменной границы, микропровода используются в устройствах считывания и кодирования информации, датчиков малых изменений величин магнитных полей, а также в качестве магнитных пинцетов для биомедицинских приложений [1–5]. Не смотря на наличие широких применений в технике, до сих пор, одной из перспективных задач, является задача исследования корреляции структурных и магнитных свойств микропроводов с целью создания концептуально новых и точных элементов устройств на их основе [6,7]. В соответствии с конкретным применением их магнитные и механические свойства могут быть отрегулированы различными способами, как и при изготовлении методом Улитовского-Тейлора, так и при постобработке (прикладыванием или снятием внешних напряжений, применением термообработки и прочего) [8,9]. Для приложений кодирования и записи информации чаще всего применяются аморфные микропровода из сплавов на основе Fe. Такие микропровода обладают большим положительным коэффициентом магнитострикции $\lambda_s \sim 10^{-5}$ [10] и демонстрируют бистабильное поведение с характерной прямоугольной петлей гистерезиса. Бистабильность микропроводов объясняется доменной структуры, состоящей из большого осевого домена (составляющего ~97-99% объема металлической жилы), окруженного малыми доменами с

радиальной ориентацией намагниченности (составляющей ~1-3% металлического объема). Из-за незначительного объема внешней доменной оболочки с радиальной намагниченностью основной вклад в процесс намагничивания происходит за счёт перемагничивания осевого домена. Такой механизм процесса перемагничивания происходит путём открепления доменной границы от одного из концов микропровода и последующего распространения доменной границы вдоль всего внутренней жилы [11–13]. Однако, на динамику движения доменных границ, на их форму и подвижность влияет ряд факторов, в том числе и структурные особенности: порядок аморфности, наличие кристаллитов внутри аморфной матрицы и наличие дефектов различного рода.

В данной работе исследовано влияние структурных особенностей ферромагнитных микропроводов, связанных, как и с образованием структуры металлической жилы во время изготовления методом вытяжки провода из расплава, так и с наличием внешних структурных дефектов, нанесённых на поверхность, на динамику движения доменных границ при перемагничивании. Также, уделено внимание влиянию степени кристалличности металлической жилы на подвижность доменных стенок.

В работе исследовались микропровода с металлической жилой трёх составов: $Fe_{77}Si_{10}B_{10}C_3$, $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ и $Fe_{45}Co_{30}Si_{10}B_{15}$. Были исследованы микропровода с аморфной металлической жилой, а также с частично-кристаллизованной. Изменение скорости вытяжки образца при охлаждении на воздухе во время изготовления обеспечило различную степень кристаллизации металлической жилы.

Структурные особенности были исследованы с помощью рентгеноструктурного анализа, который позволил определить фазовый состав и размеры сформированных кристаллитов, оценить соотношение аморфной части жилы к кристаллизованной. По результатам просвечивающей электронной микроскопии были получены данные о форме и размере кристаллитов, и об их преимущественном направлении. Для микропроводов $Fe_{45}Co_{30}Si_{10}B_{15}$ были определены технические параметры (скорость вытяжки), при которой была возможность образования одного кристаллита, включенного в аморфную матрицу. Также, стоит отметить, что центры кристаллизации в аморфной матрице для всех исследованных образцов находились не у края металлической жилы, а располагались ближе к оси провода. Магнитные свойства образцов были исследованы с помощью вибрационного и индукционного магнитометров. Была установлена корреляция между степенью кристалличности металлической жилы микропровода и формой петли гистерезиса. Динамика движения доменных границ для всех образцов была исследована с помощью индукционной установки, работающей по принципу метода Сикстуса-Тонкса. Было выявлено, что подвижность доменной границы зависит от степени кристалличности (наличие в аморфной матрице структурных дефектов - кристаллитов), внедрённых в аморфную матрицу. Для микропроводов с наибольшим количеством кристаллизованной фазы подвижность доменной границы наибольшая. Также, в качестве структурных дефектов было рассмотрено влияние дефекта, нанесённого скальпелем со стороны, стекла. В случае внешнего нанесённого дефекта, подвижность доменной границы, также увеличивалась. Более того, было выявлено, что чем больше количество структурных дефектов с внешней стороны микропровода, тем больше подвижность доменной границы внутри металлической жилы.

Таким образом, результатом данной работы является построение модели зависимостей магнитных характеристик, в том числе подвижности доменной границы, от структуры и дефектов металлической жилы для микропроводов из сплавов на основе Fe. Выводы из данной работы могут быть использованы для оптимизации датчиков на основе аморфных и частично кристаллизованных ферромагнитных проводов микронных размеров.

Данное исследование было поддержано из средств программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» БФУ им. И. Канта, научный проект № 123012700017-2

Список использованной литературы:

[1] M. Yagi, T. Sato, Y. Sakaki, T. Sawa, K. Inomata, Very low loss ultrathin Co-based amorphous ribbon cores, J. Appl. Phys. 64 (1988) 6050–6052. https://doi.org/10.1063/1.342151.

[2] M. Vázquez, A.P. Zhukov, Magnetic properties of glass-coated amorphous and nanocrystalline microwires, J. Magn. Magn. Mater. 160 (1996) 223–228. https://doi.org/10.1016/0304-8853(96)00212-0.

[3] A.O. Shuaibov, M.G. Abdurakhmanov, A.G. Magomedova, A. Omelyanchik, V. Salnikov, S. Aga-Tagieva, V. Rodionova, M.K. Rabadanov, F.F. Orudzhev, Sonophotocatalytic degradation of methylene blue with magnetically separable Zn-Doped-CoFe2O4/α-Fe2O3 heterostructures, J. Mater. Sci. Mater. Electron. 35 (2024) 1–14. https://doi.org/10.1007/s10854-024-12252-w.

[4] M. Han, Y. Jiang, Gigahertz permeability of Fe-Cu-Nb-Si-B ferromagnetic microwires and micromagnetics simulations, Mater. Today Commun. 38 (2024) 107693. https://doi.org/10.1016/j.mtcomm.2023.107693.

[5] A. Omelyanchik, A. Gurevich, S. Pshenichnikov, V. Kolesnikova, B. Smolkova, M. Uzhytchak, I. Baraban, O. Lunov, K. Levada, L. Panina, V. Rodionova, Ferromagnetic glass-coated microwires for cell manipulation, J. Magn. Magn. Mater. 512 (2020) 166991. https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166991.

[6] A. Talaat, V. Zhukova, M. Ipatov, J.M. Blanco, J. Gonzalez, A. Zhukov, Impact of stress annealing on the magnetization process of amorphous and nanocrystalline co-based microwires, Materials (Basel). 12 (2019). https://doi.org/10.3390/ma12162644.

[7] I.B. M.Vazquez, R. ElKammouni, V.Rodionova, K.Chichay, N.Perov, Microactuator based on bimagnetic coated core/shell microwires with asymmetric external shell and the use of it, EP17382418.6, 2017.

[8] I. Baraban, L. Panina, A. Litvinova, V. Rodionova, Effect of glass-removal on the magnetostriction and magnetic switching properties in amorphous FeSiB microwires, J. Magn. Magn. Mater. 481 (2019) 50–54. https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.02.066.

[9] V. V. Rodionova, I.A. Baraban, L. V. Panina, A.I. Bazlov, N.S. Perov, Tunable Magnetic Properties of Glass-Coated Microwires by Initial Technical Parameters, IEEE Trans. Magn. 54 (2018). https://doi.org/10.1109/TMAG.2018.2855977.

[10] V. Zhukova, P. Corte-Leon, L. González-Legarreta, A. Talaat, J.M. Blanco, M. Ipatov, J. Olivera, A. Zhukov, Review of domain wall dynamics engineering in magnetic microwires, Nanomaterials. 10 (2020) 1–42. https://doi.org/10.3390/nano10122407.

[11] L. V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, Domain wall propagation in Fe-rich amorphous microwires, Phys. B Condens. Matter. 407 (2012) 1442–1445. https://doi.org/10.1016/j.physb.2011.06.047.

[12] S. Leble, V. Rodionova, A domain wall creation paradigm: Realization for amorphous Fe-based microwires, AIP Adv. 11 (2021) 9–14. https://doi.org/10.1063/9.0000244.

[13] K. Chichay, V. Rodionova, V. Zhukova, M. Ipatov, N. Perov, M. Gorshenkov, N. Andreev, A. Zhukov, Tunable domain wall dynamics in amorphous ferromagnetic microwires, J. Alloys Compd. 835 (2020) 154843. https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2020.154843.

УДК 537.623

Циркулярная намагниченность в аморфных микропроводах на основе Co

Немирович М.А.

инженер научного проекта, Университет науки и технологий МИСИС

Нефедова Е.И.

студент, Университет науки и технологий МИСИС

Пашнина А.В.

студент, Университет науки и технологий МИСИС

Панина Л.В.

д. ф-м. н., профессор, Университет науки и технологий МИСИС

Аннотация. *Аморфные микропровода на основе кобальта перспективны для детектирования магнитных полей, так как они обладают большим и чувствительным магнитоимпедансным эффектом, что обусловлено циркулярным направлением легкого намагничивания и высокими значениями циркулярной магнитной проницаемости. Между тем циркулярные процессы намагничивания изучены недостаточно. В данной работе исследовано влияние частоты тока возбуждения и осевого магнитного поля на циркулярные процессы намагничивания в аморфных проводах из сплавов на основе Co со стеклянным покрытием. Для выявления роли циркулярной анизотропии использовался отжиг током, с помощью которого контролировалось направление легкой оси анизотропии. Циркулярные петли гистерезиса преобразуются в наклонные, когда ось легкого намагничивания близка к оси провода. Такое же влияние оказывает внешнее магнитное поля. Исследовался также спектр сигнала индуктивного напряжения и показано, что амплитуды высших гармоник уменьшаются в присутствии внешнего поля. Такое поведение имеет потенциал использования в магнитных сенсорах.*

Ключевые слова: *циркулярная намагниченность, магнитный гистерезис, магнитный импеданс, аморфные микропровода*

Circular magnetization in Co-based amorphous wires

Nemirovich M.A.

scientific project engineer, University of Science and Technology MISIS

Nefedova E.I.

student, MISIS University of Science and Technology

Pashnina A.V.

student, MISIS University of Science and Technology

Panina L.V.

Dr. Phys.-Math. Sc., professor, MISIS University of Science and Technology

Annotation. *Amorphous cobalt-based microwires are promising for magnetic field detection due to their large and sensitive magnetoimpedance effect, which is attributed to the circular direction of easy magnetization and high values of circular permeability. However, circular magnetization*

processes are not sufficiently studied. In this work, the influence of excitation current frequency and axial magnetic field on circular magnetization processes in amorphous wires of Co-based alloys with glass coating was investigated. To reveal the role of circular anisotropy, current annealing was used to control the direction of the easy axis of anisotropy. Circular hysteresis loops transform into inclined ones when the easy magnetization axis is close to the wire axis. External magnetic fields have a similar effect. The spectrum of the inductive voltage signal was also investigated, showing that the amplitudes of higher harmonics decrease in the presence of an external field. Such behavior has the potential for use in magnetic sensors.

Keywords: *circular magnetization, hysteresis, magnetic impedance, amorphous microwires*

Аморфные ферромагнитные микропровода (АФМ) имеют внутренние механические напряжения, которые наряду со знаком магнитострикции определяют направление легкой оси намагничивания [1]. В случае отрицательной магнитострикции и растягивающих напряжений в периферийной области устанавливается циркулярное направление легкого намагничивания и, соответственно, кольцевая доменная структура. В этом случае ток, текущий по проводу, создает магнитное поле в направлении легкого намагничивания и приводит к смещению круговых доменных границ, а поле, приложенное вдоль оси, является трудным полем и вызывает вращение намагниченности в доменах. Процессы перемагничивания можно характеризовать циркулярной и продольной петлями намагничивания (в соответствии с направлением намагничивающего поля). Циркулярные петли могут иметь почти прямоугольную форму, а продольные – почти линейную. Циркулярные петли оказываются очень чувствительными к внешнему осевому магнитному полю, и именно этот механизм был предложен для объяснения магнитоимпедансного эффекта [2].

Отжиг в магнитном поле при температурах, меньших температуры Кюри, может вызвать индуцированную анизотропию вдоль направления поля, то есть усилить циркулярную анизотропию. Однако при отжиге меняется и магнитострикция, которая становится положительной, что при больших токах отжига приводит к осевой легкой анизотропии. Таким образом, отжиг током будет оказывать значительное влияние на циркулярные процессы намагничивания. Изменение знака магнитострикции и ослабление механических напряжений в проводе при отжиге приводит к изменению отношения размеров областей существования осевого и круговых доменов. В данной работе представлены зависимости выходного сигнала напряжения, индуцированного циркулярным перемагничиванием под действием поля тока частотой до 250 кГц, для провода до и после термической обработки током, а также изменения петель гистерезиса и высших гармоник [3].

Для анализа магнитоиндуктивных свойств в работе были рассмотренные длинные (10 см) микропровода, покрытые стеклянной оболочкой, состава $Co_{66,6}Fe_{4,28}B_{11,51}Si_{14,48}Ni_{1,44}Mo_{1,69}$. Диаметр провода со стеклянной оболочкой – 35,35 мкм, диаметр металлической жилы – 24,7 мкм. Микропровода получены методом Улитовского-Тейлора [4]. Для этих сплавов характерна небольшая и отрицательная константа магнитострикции порядка -10^{-7} [5].

Для измерения магнитоиндуктивных свойств микропровода была собрана измерительная ячейка, схема которой изображена на рис. 1а. Переменный ток возбуждения подавался с генератора сигналов RIGOL DG4102, обозначенного на схеме цифрой 1, а выходной сигнал E регистрировался на осциллографе RIGOL DS1104. Для создания гальванической развязки использовался трансформатор 2. Для вычитания активного напряжения в выходном сигнале использовалась мостовая схема из 3х резисторов и реостата.

Образцы микропроводов отжигались током при I = 20 -70 мА в течение 20 мин. Выходной сигнал напряжения, индуцируемый изменением циркулярного магнитного потока, представлен на рис. 1б для исходного провода и после отжига током различной

величины. Анализ амплитуды и ширины пиков позволяет сделать предположение об уменьшении доли круговых доменов в проводе при токовом отжиге I = 70 мА. Также в сигнале отожженных проводов наблюдается увеличение шума в сигнале при увеличении тока отжига.

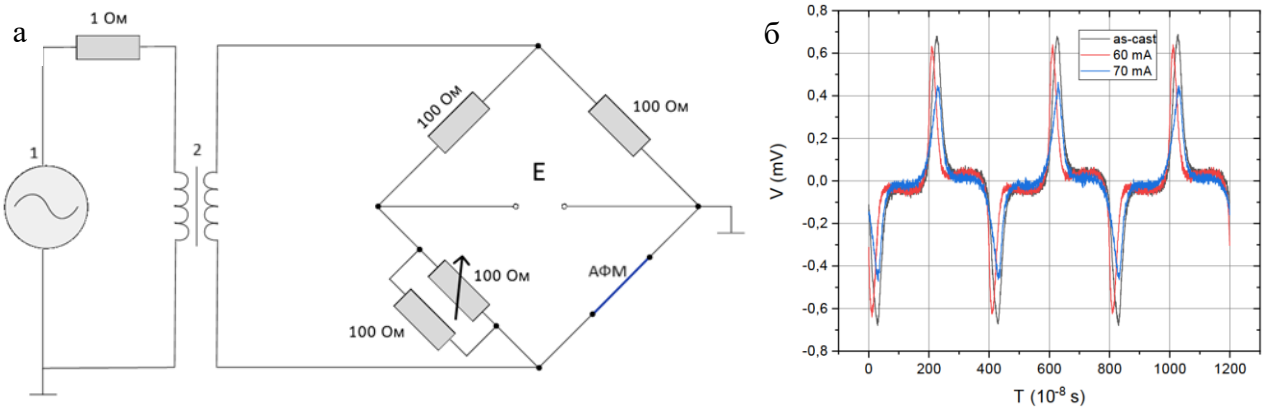


Рис. 1 – (а) Схема измерительной ячейки индуцированного переменного напряжения с мостовой схемой и (б) сигнал индуктивного напряжения для исходных проводов и прошедших отжиг

Для более точного анализа были измерены петли гистерезиса для микропровода при помощи ВН-метра. В установке использовались две дифференциальные катушки с внутренним диаметром 3 мм. Поле намагничивания имело частоту 500 Гц. Полученный сигнал электрического напряжения во всех случаях оцифровывался, и выполнялось численное интегрирование для восстановления петель гистерезиса. Петли продольного гистерезиса представлены на рис. 2а, а циркулярного на рис. 2б. При циркулярной анизотропии, продольная петля магнитного гистерезиса имеет наклонную форму с малым значением остаточной намагниченности. Изменения в направлении легкой оси анизотропии можно заметить по изменению наклона, коэрцитивной силе и коэффициенту прямоугольности. На рис. 2а можно наблюдать увеличение наклона петли гистерезиса вследствие уменьшения циркулярной анизотропии в результате отжига током менее 60 мА (и увеличения магнитной проницаемости), в то время как отжиг при большей величине тока приводит к обратному эффекту. При 70 мА резкое изменение формы петли может быть вызвано изменением знака магнитострикции с отрицательного на положительный, что приводит к формированию лёгкой оси анизотропии вдоль провода. Соответственно, это приводит к уменьшению амплитуды напряжения, индуцируемого циркулярным намагничиванием, что можно наблюдать на рис. 1б.

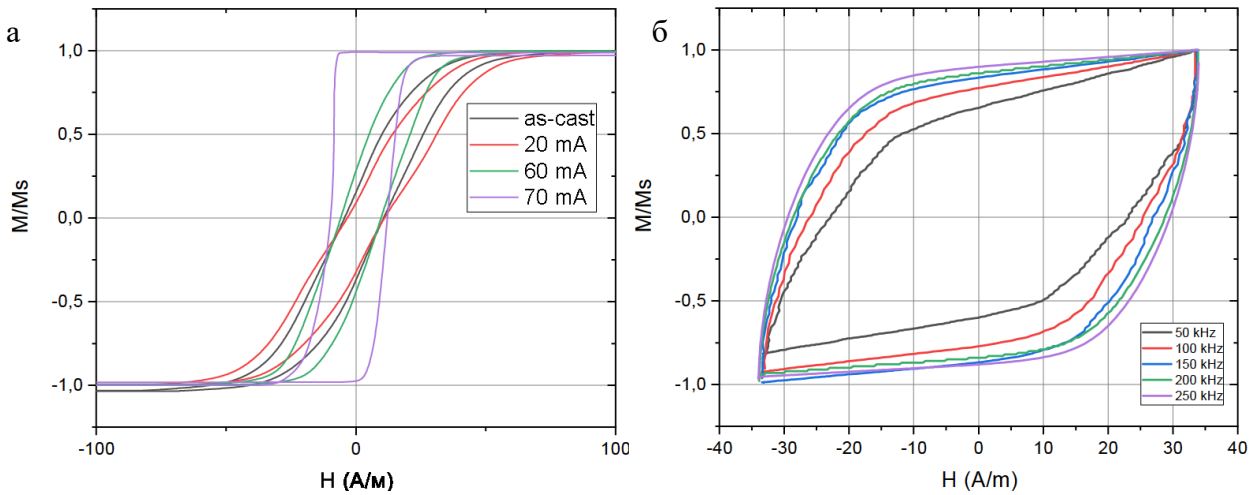


Рис. 2 – Петли (а) осевого гистерезиса микропровода при разных величинах токового отжига и (б) циркулярного гистерезиса неотожженного провода на разных частотах возбуждающего тока

Форма петель циркулярного гистерезиса (см. рис. 2б) свидетельствует о том, что поле насыщения не было достигнуто. Однако увеличить циркулярное поле в проводе сложно,

поскольку это требует увеличения амплитуды тока возбуждения, что может привести к нагреву провода и изменению его магнитных свойств. Поэтому для измерений на частотах в килогерцовой области лучше использовать отожженные провода с меньшим полем насыщения и лучшей температурной стабильностью.

Анализ спектральных характеристик (рис. 3) свидетельствует об экспоненциальном уменьшении амплитуды высших гармоник сигнала напряжения, представленного на рис. 1б.

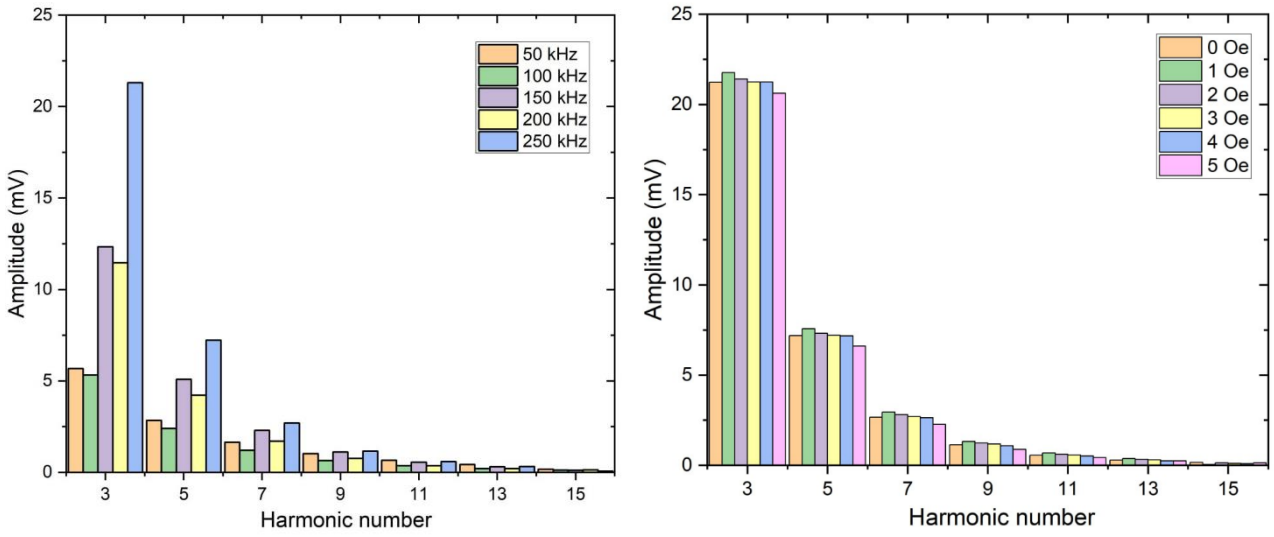


Рис. 3 – (а) – высшие гармоники сигнала неотожженного провода на разных частотах, (б) – отношение гармоник для неотожженного провода при приложении внешнего магнитного поля

Эксперименты подтвердили, что изменения в структуре микропроводов, например, вызванные токовым отжигом, оказывают существенное влияние на циркулярные процессы намагничивания. С увеличением тока отжига наблюдалось уменьшение амплитуды сигнала индуцированного напряжения, что свидетельствует об уменьшении соответствующей восприимчивости. Наибольшие значения индуцированного напряжения наблюдались у микропроводов с маленьким значением коэффициента прямоугольности. Была установлена зависимость индуцированного напряжения от частоты пропускаемого переменного тока. Интерес для дальнейшего исследования представляет зависимость циркулярного гистерезиса и спектральных характеристик для проводов с измененной структурой путем токового отжига.

Список использованных источников:

1. Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials // Helmut Kronmüller, Stuart Parkin. – H.: Wiley, 2007. – pp. 2193-2226
2. L.V. Panina, K. Mohri. // Appl. Phys. Lett., – 1994, – v. 65, – No 9, – p. 1189-1191
3. I. Betancourt, Magnetization Dynamics of Amorphous Ribbons and Wires Studied by Inductance Spectroscopy. *Materials*, – 2011, – 4, – pp. 37-54.
4. Zhukov, A. Domain wall propagation in a Fe-rich glass coated amorphous microwire // Applied Physics Letters. – 2001, – v. 78, – p. 3106.
5. Zhukov A., Churyukanova M., Kaloshkin S. et al. Magnetostriction of Co-Fe-based amorphous soft magnetic microwires // J. Electron. Mater. –2016. – v. 45. – pp. 226-234.
6. Nematov M. G., Baraban I., Yudanov N. A. et al. Evolution of the magnetic anisotropy and magnetostriction in Co-based amorphous alloys microwires due to current annealing and stress-sensory applications // Journal of Alloys and Compounds. 2020. – v. 837. – pp. 155584.

УДК 537.624

Влияние термоиндуцированного магнитоупругого эффекта на поле переключения микрочастиц, имеющих конфигурационную анизотропию

Бизяев Д.А.

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник лаборатории физики и химии поверхности, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Бухараев А.А.

д. ф.-м. н., профессор, главный научный сотрудник лаборатории физики и химии поверхности, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Нургазизов Н.И.

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник лаборатории физики и химии поверхности, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Чукланов А.П.

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник лаборатории физики и химии поверхности, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Аннотация. *В работе изучалось влияние термоиндуцированного магнитоупругого эффекта на поле переключения планарных Ni микрочастиц, имеющих форму квадрата с вогнутыми сторонами. Методами магнитно-силовой микроскопии было показано, что такие микрочастицы имеют квазиоднородную структуру намагниченности и их поле переключения может быть существенно снижено за счет нагрева образца до 100 °C.*

Ключевые слова: *термоиндуцированный магнитоупругий эффект, микрочастицы, поле переключения, магнитно-силовая микроскопия*

Influence of thermo-induced magnetoelastic effect on switching field of microparticles with configuration anisotropy

Bizyaev D.A.

Dr., senior researcher fellow of the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Bukharaev A.A.

Dr.Sc., professor, chief researcher fellow of the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Nurgazizov N.I.

Dr., senior researcher fellow of the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Chuklanov A.P.

Dr., senior researcher fellow of the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Annotation. *Influence of the thermally induced magnetoelastic effect on the switching field of planar Ni microparticles with a shape of the square with concave sides was studied. By magnetic force microscopy, it was shown that such microparticles have a quasi-uniform magnetization and its switching field can be significantly reduced by heating the sample up to 100 °C.*

Keywords: *thermo-induced magnetoelastic effect, microparticles, switching field, magnetic force microscopy*

Для хранения информации часто используется магнитная среда, в которой в качестве одного бита выступает направление намагниченности какой-то небольшой области или отдельного домена. Два взаимно противоположных направления намагниченности соответствуют двум значениям этого бита, а запись информации происходит за счет внешнего магнитного поля. При этом хранение информации требует высокой коэрцитивной силы для увеличения помехоустойчивости и сроков хранения, а запись, наоборот низкой коэрцитивной силы для снижения затрачиваемой энергии. Снизить коэрцитивную силу магнитной среды в небольшой области можно, например, за счет ее нагрева с помощью лазерного излучения. В методе термоассистируемой магнитной записи информации (Heat-Assisted Magnetic Recording - HAMR) для этого используется сфокусированный импульс, что позволяет достичь довольно высокой плотности записи информации [1]. Однако для существенного снижения величины магнитного поля для записи информации область, отвечающую за один бит, необходимо нагреть до большой температуры. В то же время для снижения коэрцитивной силы можно использовать не только нагрев, но и магнитоупругий эффект [2]. Причем для создания этого эффекта можно использовать термическое расширение подложки. Кроме того, среда для записи информации может быть не сплошной, а состоять из отдельных микро или наночастиц. В этом случае магнитные свойства частиц будут зависеть и от их формы, и, подбирая ее, можно будет, например, добиться большего снижения значения поля необходимого для записи информации, по сравнению со сплошной средой, или, наоборот, увеличить коэрцитивную силу частиц во время ее хранения.

В данной работе было исследовано влияние термоиндуцированного магнитоупругого эффекта на поле переключения Ni микрочастиц, имеющих конфигурационную анизотропию. Для создания микрочастиц использовались монокристаллические подложки из ниобата лития $LiNbO_3$ (далее CLN). Данные подложки имеют разные коэффициенты термического расширения по разным кристаллическим осям, что при изменении температуры приводит к созданию в микрочастицах на их поверхности одноосных механических напряжений. При этом на CLN подложках величина наводимых напряжений составляет около 1.5 МПа/К [3].

Для исследования магнитных свойств микрочастиц использовался сканирующий зондовый микроскоп Ntegra, работающий в режиме магнитно-силового микроскопа (МСМ). Исследуемые Ni микрочастицы имели форму квадрата с вогнутыми сторонами (рис. 1а). Диагональ квадрата имела размер около 1.2 мкм. Для формирования массива из 30 микрочастиц использовался метод напыления металла через полимерную маску, которая была изготовлена методами зондовой литографии с помощью того же СЗМ [4]. Микрочастицы были сформированы при температуре 60 ℃ и ориентированы относительно осей подложки таким образом, что при охлаждении до комнатной температуры ось магнитоупругой анизотропии формировалась вдоль направления внешнего магнитного поля, а при нагреве выше этой температуры перпендикулярно ему. Для интерпретации получаемых МСМ изображений и определения распределения локальной намагниченности в микрочастице проводилось компьютерное моделирование при помощи программы OOMMF. Было установлено, что микрочастицы находятся в состоянии квазиоднородной намагниченности (рис. 1б, г). Когда на микрочастицу не действует механическое напряжение (при 60 ℃) поле переключения (усредненное) составило 12.6 мТл (рис. 1д, е). При охлаждении до 30 ℃ оно увеличивается до

14.9 мТл. При нагреве до 100 °С - снижается до 10.9 мТл. Во время переключения направления намагниченности микрочастицы под действием внешнего магнитного поля локальное распределение намагниченности становиться практически однородным (рис. 1в), после снятия внешнего поля происходит небольшое разупорядочивание, но общий вектор намагниченности сохраняется (рис. 1г).

Таким образом было продемонстрировано, что за счет конфигурационной анизотропии удается сохранять квазиоднородную структуру намагниченности в микрочастицах при их достаточно больших размерах. За счет выбора ориентации таких частиц на монокристаллической подложке и температуры их формирования на подложке можно как увеличить их поле переключения (что важно при хранении информации), так и снизить его (что важно при записи информации).

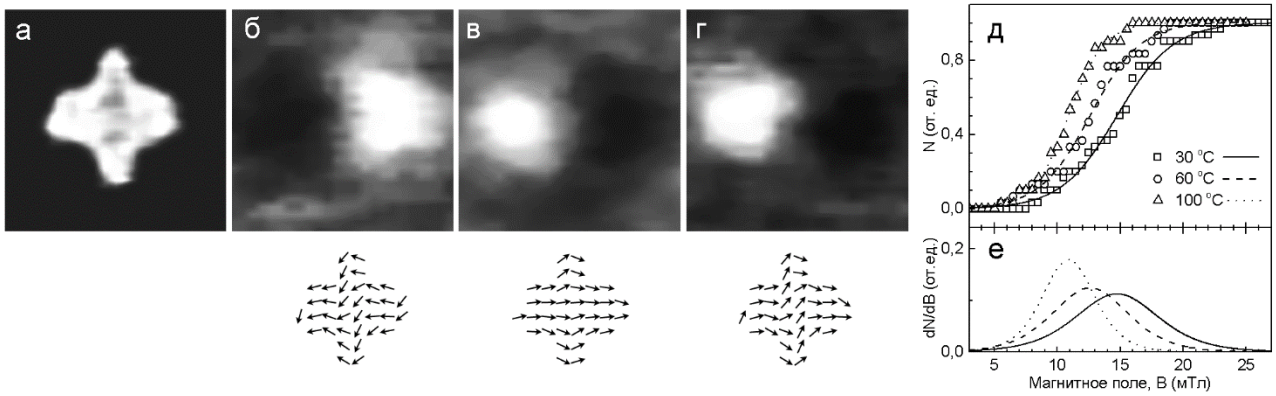


Рис. 1. АСМ изображение Ni микрочастицы (а). МСМ изображения этой микрочастицы (вверху) и соотвествующее смоделированное распределение локальной намагниченности (внизу), иллюстрирующие процесс ее перемагничивания: в поле 0 мТл, после намагничивания в поле -40 мТл (б), в поле +16 мТл при 100 °С (в), в поле 0 мТл после понижения температуры до комнатной (г). Размер скана 2×2 мкм. Зависимость количества частиц (N), переключивших направление намагниченности (д), от внешнего магнитного поля и температуры образца и производная по полю (dN/dB) этой зависимости (е). Фигурами показаны экспериментальные данные, линиями — аппроксимация для соответствующих температур.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 23-29-00085).

Список использованной литературы:

1. Kryder M. H., Gage E. C., McDaniel T. W. et al. // Proceedings of the IEEE. – 2008. – 96 – 11. – 1810.
2. Бухараев А. А., Звездин А. К., Пятаков А. П., Фетисов Ю. К. // УФН. – 2018. – 188. – с. 1288-1330.
3. Нургазизов Н. И., Бизяев Д. А., А.А. Бухараев А. А. и др. // ФТТ. – 2022. – 64. – № 9. – с. 1316-1323.
4. Бизяев Д. А., Бухараев А. А., Морозова А. С. и др. // ЖТФ. – 2023 – 93. – № 7. – с. 913-920.

УДК 537.624.9

Роль Ga в формировании высококоэрцитивного состояния спеченных магнитов Re-(Fe,Co)-Ga-B (Re=Nd,Pr,Dy)

Колодкин Д.А.

к.ф.-м. н., ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, ИЕНиМ УРФУ

Протасов А.В.

к.ф.-м. н., ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, ИЕНиМ УРФУ

Головня О.А.

к.ф.-м. н., ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, ИЕНиМ УРФУ

Сташкова Л.А.

к.ф.-м. н., ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН

Василенко Д.Ю.

Уральский электромеханический завод

Братушев Д.Ю.

Уральский электромеханический завод

Шитов А.В.

ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, Уральский электромеханический завод

Солтус А.Р.

ИЕНиМ УРФУ, ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Спеченные магниты двух типов составов (Nd,Dy)-(Fe,Co)-Ga-B и (Nd,Pr)-(Fe,Co)-Ga-B изготовлены по низкокислородной технологии с применением сплавов strip-casting. Достижение высокого уровня температурной стабильности магнитов достигалось частичным замещением Fe на Co. Повышение значения H_{cJ}>20 кЭ получено в результате частичного замещения Nd на Pr и Dy и легирования сплавов галлием. Исследование влияния параметров низкотемпературной обработки на магнитные гистерезисные свойства и микроструктуру магнитов позволило выявить два различных механизма структурно-фазовых превращений при формировании высококоэрцитивного состояния магнитов двух типов составов. В обоих случаях удалось установить определяющую роль галлия в улучшении магнитной изоляции зерен.*

Ключевые слова: *магнитные гистерезисные свойства, микроструктура, структурно-фазовые превращения, температурная стабильность*

The role of Ga in the formation of the highly coercive state of Re-(Fe,Co)-Ga-B (Re=Nd,Pr,Dy) sintered magnets

Kolodkin D.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Miheev Institute of Metal Physics, Ural Federal University

Protasov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Miheev Institute of Metal Physics, Ural Federal University

Golovnya O.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Miheev Institute of Metal Physics, Ural Federal University

Stashkova L.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Miheev Institute of Metal Physics

Vasilenko D.Yu.

Ural Electromechanical Plant

Bratushev D.Yu.

Ural Electromechanical Plant

Shitov A.V.

Miheev Institute of Metal Physics, Ural Electromechanical Plant

Soltus A.R.

Ural Federal University, Miheev Institute of Metal Physics

Annotation. *Sintered magnets of two types of compositions (Nd,Dy)-(Fe,Co)-Ga-B and (Nd,Pr)-(Fe,Co)-Ga-B are manufactured using low-oxygen technology using strip-casting alloys. Achieving a high level of temperature stability of magnets was achieved by partially replacing Fe with Co. An increase in the value of HcJ>20 kOe was obtained by partially replacing Nd with Pr and Dy and doping the alloys with gallium. The study of the influence of low-temperature treatment parameters on the magnetic hysteretic properties and microstructure of magnets made it possible to identify two different mechanisms of structural-phase transformations during the formation of the highly coercive state of magnets of two types of compositions. In both cases, it was possible to establish the decisive role of gallium in improving the magnetic insulation of grains.*

Keywords: *magnetic hysteresis properties, microstructure, structural-phase transformations, temperature stability*

Постоянные магниты Nd-Fe-B широко применяются в магнитных системах различных высокотехнологичных устройств. Основным их недостатком, ограничивающим область их применения в условиях высоких температур, является низкая температурная стабильность магнитных свойств вследствие невысокой температуры Кюри T_c фазы $Nd_2Fe_{14}B$. Для ее повышения и снижения абсолютного значения температурного коэффициента индукции обычно применяют частичное замещение в сплаве Fe на Co [1]. С другой стороны, для повышения H_c применяют замещение части Nd на Dy [2] и дополнительное легирование сплава (Nd,Dy)-(Fe,Co)-B галлием [3]. Кроме того, исследования последних лет [4,5] показали еще один способ повышения H_c магнитов Nd-Fe-B, согласно которому, Nd частично замещается не на тяжелые редкоземельные элементы, а на Pr. При этом дополнительно исходный сплав (Nd,Pr)-Fe-B легируется малым количеством Ga.

В настоящей работе исследованы магнитные гистерезисные свойства и структура спеченных магнитов, легированных галлием с частичным замещением Nd: (Nd,Dy)-(Fe,Co)-Ga-B и (Nd,Pr)-(Fe,Co)-Ga-B. Оптимизированы параметры низкотемпературной обработки. Установлена определяющая роль Ga в формировании высококоэрцитивного состояния

магнитов обоих составов при низкотемпературной обработке. Анализ микроструктуры позволил определить преимущественную локализацию Ga в границе зерна и тройных стыках. Определена связь повышения H_c магнитов с изменениями состава межзёренной фазы при обработке магнитов в диапазоне температур T_2=530-630 ºС. Анализ фазового состава, температурных зависимостей магнитной восприимчивости и микроструктуры магнитов обоих составов позволил выявить два различных механизма структурно-фазовых превращений при формировании высококоэрцитивного состояния.

Повышение H_c магнитов (Nd,Dy)-(Fe,Co)-Ga-B связано с образованием в тройных стыках зерен и, частично, в границе зерна включений немагнитной фазы состава $(Nd,Dy)(Fe,Co,Ga)_2$. В микроструктуре магнита без содержания Ga установлено образование на границах зерен включений ферромагнитных фаз Лавеса ($(Nd,Dy)(Fe,Co)_2$), которые ухудшают их магнитную изоляцию.

Установлено, что повышение H_c магнитов (Nd,Pr)-(Fe,Co)-Ga-B происходит за счет формирования при оптимальной T_2 включений фазы $(Nd,Pr)_6Fe_{13}Ga$. Образование этой фазы требует большого количества атомов Fe и Nd/Pr, которое она заимствует из соседних фаз, обогащенных редкоземельными элементами, в тройных стыках зерен, а также из ферромагнитных фаз по границам зерен. В результате такого структурно-фазового перестроения снижается намагниченность фаз по границам зерен, ослабевает межзёренное обменное взаимодействие и это в итоге способствует повышению H_c магнитов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 24-12-20025).

Список использованной литературы:

1. Matsuura Y., Hirosawa S., Yamamoto H., Fujimura S., Sagawa M. Magnetic properties of the $Nd_2(Fe_{1-x}Co_x)_{14}B$ system // J. Appl. Phys. Lett. - 1985. - 46. - P. 308-310.
2. Herbst J.F. $R_2Fe_{14}B$ materials: Intrinsic properties and technological aspects // Reviews of Modern Physics. - 1991. - 63. - P. 819-898.
3. Popov A.G., Kolodkin D.A., Gaviko V.S., Vasilenko D.Yu., Shitov A.V., Vlasyuga A.V., Govorkov M.Yu., Bratushev D.Yu. High-power (Nd,Dy)-(Fe,Co)-B magnets with a low temperature coefficient of induction // Physics of Metals and Metallography. - 2017. - 118. - P. 935-945.
4. Sasaki T., Ohkubo T., Takada Y., Sato T., Kato A., Kaneko Y., Hono K. Formation of non-ferromagnetic grain boundary phase in a Ga-doped Nd-rich Nd-Fe-B sintered magnet // Scripta Mater. – 2016. – 113. – P. 218-221.
5. Huang Q., Jiang Q., Shi Y., Rehman S. Ur., Wei X., Li Z., Shi D., Xu D., Zhong Z. Enormous improvement of the coercivity of Ga and Cu co-doping Nd-Fe-B sintered magnet by post-sinter annealing // Journal of Alloys and Compounds. – 2022. – 894. - 162418.

УДК 537.622.6

Магнитный гистерезис в слоистых изинговских ферромагнетиках $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$

Баранов Н.В.

д.ф.м.н., профессор, Институт естественных наук и математики УрФУ

Носова Н.М.

младший научный сотрудник, Институт естественных наук и математики УрФУ

Аннотация. *В работе проведено исследование слоистых соединений $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$, интеркалированных атомами железа, при замещении серы селеном. Установлено, что все соединения $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ проявляют ферромагнитное поведение и обладают гигантской коэрцитивной силой (H_c ~ 40 – 60 кЭ при низких температурах). Обнаружено, что изменение низкотемпературной (2 К) коэрцитивной силы при замещении серы селеном коррелирует с концентрационной зависимостью температуры Кюри, что свидетельствует об изинговском спиновом состоянии ионов Fe во всем концентрационном интервале ($0 \le y \le 2$). Выявлена зависимость магнитных свойств образцов от условий их термообработок и распределения атомов железа между катионными слоями.*

Ключевые слова: *халькогениды переходных металлов, слоистая кристаллическая структура, интеркаляция, спиновое состояние атомов железа, магнитный гистерезис*

Magnetic hysteresis in layered Ising ferromagnets $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$

Baranov N.V.

Dr.Sc., professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics, UrFU

Nosova N.M.

Junior Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, UrFU

Annotation. *In this work, we studied layered $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ compounds intercalated with iron atoms when sulfur was replaced by selenium. It was revealed that all $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ compounds exhibit ferromagnetic behavior and have a giant coercive field (H_c ~ 40 – 60 kOe at low temperatures). It was found that the change in low-temperature (2 K) coercivity when replacing sulfur with selenium correlates with the concentration dependence of the Curie temperature, which indicates the Ising spin state of Fe ions throughout the concentration range ($0 \le y \le 2$). The dependence of the magnetic properties of the samples on the conditions of their heat treatment and the distribution of iron atoms between the cationic layers was revealed.*

Keywords: *transition metal chalcogenides, layered crystal structure, intercalation, spin state of iron atoms, magnetic hysteresis*

Дихалькогениды переходных металлов представляют собой широкий класс слоистых материалов с разнообразными структурными и электронными переходами. Слабые ван-дер-ваальсовы связи между гексагонально упакованными трехслойными блоками *X–T–X* (*X* = халькоген, *T* = переходный металл) в дихалькогенидах TX_2 позволяют расслаивать такие

структуры и получать графеноподобные двумерные системы, но также допускает интеркаляцию других атомов или молекул между сэндвичами *X–T–X*, что дает возможность получать новые материалы с уникальными физическими свойствами, которые имеют потенциал для практического применения [1]. В частности, внедрение атомов 3d-переходных металлов может приводить к возникновению новых магнитных состояний и свойств соединений, которые можно регулировать, изменяя сорт и концентрацию внедренных атомов, а также выбирая то или иное соединение-матрицу TX_2.

Установлено, что интеркалированные атомами железа соединения Fe_xTaS_2 на основе дисульфида тантала при содержании железа $0.2 < x < 0.4$ обладают ферромагнитным упорядочением, огромной магнитокристаллической анизотропией и необычно большим магнитным гистерезисом [2]. Максимальная температура ферромагнитного упорядочения T_C ~ 160 К достигается при концентрации железа x ~ 0.25. Обнаружено, что монокристаллы $Fe_{0.25}TaS_2$ обладают большим магнитным гистерезисом при перемагничивании (коэрцитивная сила H_c ~ 37-70 кЭ) и огромной магнитокристаллической анизотропией (поле анизотропии H_a ~ 500 кЭ) при низких температурах [2,3]. Значительный магнитный гистерезис наблюдался также в системе на основе дихалькогенида титана Fe_xTiS_2, интеркалированного атомами железа [4].

Целью настоящей работы являлось изучение влияния замещения в анионной подрешетке на кристаллическую структуру, магнитные и электрические свойства соединений системы $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$. Поликристаллические образцы соединений $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ с содержанием селена от y = 0 до y = 2 были получены методом твердофазных реакций по одностадийной методике при температуре T = 700 °C. Рентгеновскую аттестацию проводили с использованием дифрактометра Bruker D8 Advance. Намагниченность измерялась с помощью СКВИД-магнитометра при температурах от 2 К до 350 К и в магнитных полях до 70 кЭ. Измерение электросопротивления образцов проводилось четерехконтактным способом в интервале температур от 4 до 300 К в магнитных полях до 100 кЭ.

Получено, что замещение ионов серы селеном в $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ сопровождается увеличением объема элементарной ячейки кристалла из-за различия в ионных радиусах серы и селена, а также относительным удлинением структуры в направлении, перпендикулярном плоскости слоев. Последнее приводит к ослаблению поляризации 5d-электронов тантала, с участием которых осуществляется косвенная обменная связь типа РККИ между 3d электронами атомов Fe. В результате замещение серы селеном в этой системе приводит к снижению температуры Кюри от 120 К при y = 0 до 60 К при y = 2.

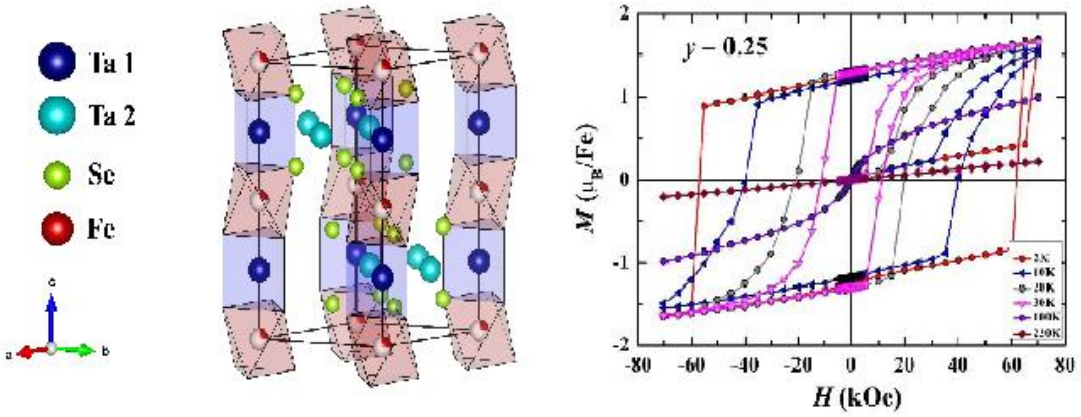


Рис.1. Схема кристаллической структуры соединений $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ и полевые зависимости намагниченности для $Fe_{0.25}TaS_{1.75}Se_{0.25}$ в расчете на ион Fe, измеренные при разных температурах.

Из полевых зависимостей намагниченности, измеренных при разных температурах, получены значения коэрцитивной силы для соединений $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ с различными концентрациями Se. При T = 2 К значения достигают значений от 40 до 60 кЭ и изменяются немонотонно с концентрацией селена. Установлено, что концентрационная зависимость коэрцитивной силы коррелирует с концентрационной зависимостью температуры Кюри.

Такая зависимость свидетельствует об изинговском спиновом состоянии ионов Fe в этих соединениях, поскольку в изинговских ферромагнетиках коэрцитивная сила определяется обменной энергией, а не энергией магнитокристаллической анизотропии, как в анизотропных ферромагнитных соединениях. При увеличении температуры наблюдается экспоненциальный спад коэрцитивной силы всех соединений, который описывается эмпирической формулой $H_c(T) = H_c(0)\cdot\exp(-\alpha T)$, где $H_c(0)$ – значение, полученное экстраполяцией к абсолютному нулю, а α - константа. Зависимость $\alpha(y)$ является также немонотонной и ведет себя с увеличением концентрации атомов селена противоположным образом по сравнению с кривой $T_C(y)$. Изменение электросопротивления образцов $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ с температурой носит металлический характер ниже температуры Кюри, при которой наблюдается хорошо выраженная аномалия, а в парамагнитной области при нагревании выявлен слабый почти линейный рост. Изотермическое магнитосопротивление $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ при T = 5 K изменяется в пределах ± 4% с максимальными значениями вблизи коэрцитивных полей.

Учитывая возможность частичного перемешивания атомов Fe и Ta в структуре $Fe_{0.25}Ta\mathit{Ch}_2$ (Ch = S, Se) проведены исследования структуры и магнитных свойств образцов $Fe_{0.25}TaS_2$ (y = 0) и $Fe_{0.25}TaSe_2$ (y = 2), синтезированных двумя методами с использованием различных режимов термообработки. Установлено, что различные способы приготовления и термообработки образцов не оказывают сильного влияния на параметры решетки основной фазы в образцах, но существенно влияют на магнитную критическую температуру и магнитный гистерезис. Показано, что закаленные образцы обладают существенно меньшими (до 28%) значениями температуры Кюри по сравнению с медленно охлажденными. Такое различие в значениях T_C может быть связано с частичным перемешиванием атомов тантала и железа при быстрой закалке, что приводит к размещению атомов железа не только и между *Ch*–Ta–*Ch* сэндвичами, но и в слое тантала, где атомы железа находятся в октаэдрическом и тригонально призматическом окружении и обладают высоко-спиновым и низко-спиновым состояниями, соответственно.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (грант № 22-13-00158).

Список использованных источников:

1. Леднева А.Ю., Чебанова Г.Е., Артемкина С.Б., Лавров А.Н. Кристаллические и наноструктурированные материалы на основе дихалькогенидов переходных металлов: синтез и жлектроные свойства // Журнал структурной химии. – 2022. – Т. 63. – № 2. – С. 109–162.
2. Eibschütz M., Mahajan S., DiSalvo F.J., Hull G.W., Waszczak J.V. Ferromagnetism in metallic intercalated compounds Fe_xTaS_2 ($0.20\leqslant x\leqslant 0.34$) // J. Appl. Phys. – 1981. – V. 52. – P. 2098–2100.
3. Morosan E., Zandbergen H.W., Li L., Lee M., Checkelsky J.G., Heinrich M., Siegrist T., Ong N.P., Cava R.J. Sharp switching of the magnetization in $Fe_{1/4}TaS_2$ // Phys. Rev. B. – 2007. – V. 75. – P. 104401.
4. Selezneva N.V., Baranov N.V., Sherokalova E.M., Volegov A.S., Sherstobitov A.A. Multiple magnetic states and irreversibilities in the Fe_xTiS_2 system // Phys. Rev. B. – 2021. – V. 104. – 064411,
5. Nosova N.M., Selezneva N.V., Shishkin D.A., Baranov N.V. Crystal structure, magnetic and transport properties of $Fe_{0.25}TaSe_2$ // Physica B: Condensed Matter. – 2024. – V. 673.

УДК 537.624

Процессы перемагничивания гетерогенных сплавов $Gd_{1-x}Sm_xCo_3Cu_2$

Севрюков В.Е.

студент магистратуры, кафедры физики конденсированного состояния ФТФ ТвГУ

Карпенков А.Ю.

к.ф.-м. н., заведующий кафедрой физики конденсированного состояния ФТФ ТвГУ

Семенова Е.М.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики конденсированного состояния ФТФ ТвГУ

Аннотация. *Высококоэрцитивное состояние в объемных магнитных материалах связано с формированием регулярных микро- или наноструктур, границы которых служат центрами задержки смещения доменных границ или центрами образования зародышей обратной магнитной фазы при перемагничивании. В данной работе проводится анализ процессов перемагничивания квазибинарных интерметаллидов $Gd_{1-x}Sm_xCo_3Cu_2$, с учетом гетерогенной микроструктуры и магнитного последействия (магнитной вязкости).*

Ключевые слова: *магнитный гистерезис, микроструктура, магнитное последействие*

Magnetization reversal processes of heterogeneous alloys $Gd_{1-x}Sm_xCo_3Cu_2$

Sevrykov V.E.

Graduate student of the Department of condensed matter, Physico-Technical Faculty TSU (Tver)

Karpenkov A.Yu.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor,

head of the Department of condensed matter, Physico-Technical Faculty TSU (Tver)

Semenova E.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor,

Department of condensed matter, Physico-Technical Faculty TSU (Tver)

Annotation. *The high value of the coercivity in bulk magnetic materials arises as a result of the formation of regular micro- or nanostructures, which perform pinning of domain walls or become nucleation centers for the during magnetization reversal. In this work, we analyze the magnetization reversal processes of quasi-binary intermetallic compounds $Gd_{1-x}Sm_xCo_3Cu_2$ taking into account the inhomogeneous microstructure and magnetic after-effect (magnetic viscosity).*

Keywords: *magnetic hysteresis, microstructure, magnetic after-effect*

Сплавы редкоземельных интерметаллидов с тяжелыми и легкими редкоземельными металлами представляют собой группу магнитных материалов, на основе которых создают

высокоэнергоемкие постоянные магниты с повышенной температурной стабильностью коэрцитивной силы и остаточной намагниченности [1-4]. В данной работе в качестве объектов исследования рассматриваются квазибинарные сплавы $Gd_{1-x}Sm_xCo_3Cu_2$ (x=0,1 – 0,9). Варьирование относительного содержания самария и гадолиния приводит к изменению интервала температурной стабильности гистерезисных характеристик, что имеет важное практическое значение. Особенностью данных сплавов является возможность посредством термических обработок получить высокую коэрцитивную силу на литых образцах [5]. Таким образом, каждое зерно сплава будет демонстрировать значительный гистерезис при перемагничивании. Коэрцитивность в материалах данного типа обеспечивается в основном наличием в составе сплавов меди, которая способствует формированию регулярной микро- и наноструктуры в процессе термических обработок.

Исходные сплавы были синтезированы методом индукционной плавки в атмосфере аргона, после чего гомогенизировались при 1050ºС в течение 4 часов. Исследования микроструктуры и количественный анализ фазового состава проведены на растровом электронном микроскопе JEOL JSM-6610LV (Япония). Полевые зависимости намагниченности измерялись методом вибрационного магнитометра в поле до 2,5Т. В работе приводятся и анализируются экспериментально измеренные кривые намагничивания, петли гистерезиса, а также концентрационные зависимости гистерезисных параметров. Установлено, что в исходном состоянии все сплавы имеют микрогетерогенную структуру. Получены корреляционные соотношения между параметрами микроструктуры и структурно-чувствительными характеристиками петли гистерезиса. Получены релаксационные зависимости намагниченности образцов при различных значениях размагничивающего поля. Установлено, что вблизи коэрцитивного поля в сплавах присутствует выраженный эффект магнитного последействия. Обсуждается механизм перемагничивания с учетом релаксации намагниченности. [6]

Список использованной литературы:

1. Liu S. Sm–Co high-temperature permanent magnet materials // Chinese Physics B. – 2019. V. 28. I. 1. P. 017501.
2. Coey J. M. D. Perspective and prospects for rare earth permanent magnets // Engineering. 2020. V. 6. I. 2. P. 119-131
3. Semenova E.M., Lyakhova M.B., Lukin A.A., Karpenkov A.Yu., Lukina E.A. Methodology for studying reversal magnetization processes in magnets of the Sm – Co – Fe – Cu – Zr system at high temperatures. // Metal Science Heat Treatment. 2018. V. 60. P. 494–497.
4. Semenova E.M., Lyakhova M.B., Ivanova A.I., Ulyanov M.N. Micro- and nanostructures of RCoCuFeZr heterogeneous alloys with high temperature stability // Materials Science Forum. 2016. V.845. P.46-49.
5. Севрюков, В.Е., Дегтева О.Б., Карпенков А.Ю., Иванова А.И, Семенова Е.М. Магнитный гистерезис сплавов $Sm_{1-x}Gd_xCo_3Cu_2$ // Вестник Московского Университета. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2023. Т. 78. № 5. Р. 2350501-1–2320501-4.
6. Перепелкина А. В. и др. Влияние магнитной вязкости на результаты измерений магнитных свойств магнитотвердых материалов // Эталоны. Стандартные образцы. 2017. №. 3-4. С. 21-27.

УДК 537.622; 552.56

Исследование минерального состава Fe-Mn образований вулкана Пюи де Фолль рифтовой долины срединно-атлантического хребта методами криогенной магнитометрии

Сергиенко Е.С.

к.ф.-м.н., доцент, Санкт-Петербургский государственный университет

Янсон С.Ю., к.г.-м.н., зам. директора ресурсного центра, **Аношин Я.В**., студент, **Дубешко Д.Д.,** студент,

Санкт-Петербургский государственный университет

Харитонский П.В., д.ф.-м.н., в.н.с.,

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Гареев К.Г., к.т.н., доцент,

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

Аннотация. *Исследован минеральный состав Fe-Mn образований вулкана Пюи де Фолль рифтовой долины Срединно-Атлантического хребта. Методами магнитометрии выявлено, что вероятными железосодержащими фазами этих образований являются рентгеноаморфный железосодержащий силикатный агрегат и ферригидрит.*

Ключевые слова: *оксигидроксиды железа, криогенная магнитометрия*

Study of the mineral composition of Fe-Mn formations of the Puy des Folles volcano of the rift valley of the mid-atlantic ridge by cryogenic magnetometry methods

Sergienko E.S., Ph. D., assoc. prof., **Yanson S.Yu.,** Ph. D., deputy director of research center, **Anoshin Y.V.**, student, **Dubeshko D.D.**, student,

Saint Petersburg University

Kharitonskii P.V., Dr. Sci., lead. res.,

Ioffe Institute

Gareev K.G., Ph. D., assoc. prof.,

Saint Petersburg Electrotechnical University

Annotation. *The mineral composition of Fe-Mn formations of the Puy des Folles volcano of the rift valley of the Mid-Atlantic Ridge has been studied. The methods of magnetometry revealed that the probable iron-bearing phases of these formations are X-ray amorphous iron-rich silicate matter and ferrihydrite.*

Keywords: *iron oxyhydroxides, cryogenic magnetometry.*

Рифтовые долины срединно-океанических хребтов (СОХ) являются выражением оси спрединга в рельефе океанского дна: в срединных частях СОХ происходит новообразование океанической коры, они характеризуются высокими значениями теплового потока, повышенной сейсмичностью, интенсивным магматизмом и часто высокой гидротермальной активностью. Таким образом, там возникают уникальные условия для образования различных

минеральных ассоциаций и редких минеральных отдельностей. В работе изучены железомарганцевые образования района подводного вулкана Пюи де Фолль рифтовой зоны Срединно-Атлантического хребта (САХ), одного из крупнейших СОХ. Образец размером 15×15×10 см был отобран в 45-м рейсе научно-исследовательского судна «Профессор Логачев» при проведении исследований ФГУНПП «Полярная морская геологоразведочная экспедиция» в пределах российского разведочного региона САХ. Образец представлен рыхлыми образованиями тонковолокнистой структуры, местами с лимонитом. Одной из отличительных особенностей изученных образцов является их относительно небольшой с геологической точки зрения возраст. По оценкам он может соответствовать современному этапу активации гидротермальной деятельности и составлять первые тысячи лет (до 7 тыс. лет) [1]. Таким образом, данное исследование является актуальным, т.к. может позволить реконструировать эволюцию ультрадисперсных железомарганцевых образований от времени формирования до современного состояния.

При изучении структуры, фазового и химического состава образцов использовались следующие методы: сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) с применением приборов Zeiss Merlin (Zeiss, Германия), QUANTA 200 3D (FEI, США); рентгенофазовый анализ с применением порошкового дифрактометра D2 Phaser (Bruker, США); энергодисперсионная рентгенофлуоресцентная спектрометрия (РФА) с использованием установки EDX-8100P (Shimadzu, Япония). Результаты исследования методом РФА представлены в таблице 1.

Таблица 1. Содержание химических элементов в образце (масс. %)

Mn	Fe	Si	Cl	Cu	Ca	K	Al	P	Zn	S	Sr
57,5	25,1	9,9	1,9	1,6	1,4	1,1	0,7	0,2	0,2	0,1	0,1

Рентгенофазовый анализ выявил в составе минералы марганца — бернессит и тодоркит, но не позволил определить железосодержащую фазу. Результаты СЭМ представлены на рис. 1. СЭМ-изображения и данные рентгеноспектрального микроанализа (РСМА, табл. 2) демонстрируют в структуре образца трубчатые футляровидные образования глобулярной структуры, представленные, вероятно, рентгеноаморфным железосодержащим силикатным веществом и оксигидроксидами железа. Однозначно определить видовую принадлежность внутреннего заполнения и самих трубок методами РСМА и РФА не удалось.

Таблица 2. Данные рентгеноспектрального микроанализа в точках, обозначенных на рис. 1 (масс. %)

	O	Na	Si	Cl	Fe	Mg	K	Mn
1	66,66	2,57	9,66	0,99	20,13	–	–	–
2	42,31	1,22	17,17	1,75	37,54	–	–	–
3	61,36	1,83	1,13	0,54	–	0,85	0,60	33,69

Далее были выполнены эксперименты по изучению магнитных свойств образцов при комнатной и криогенных температурах (рис. 2).

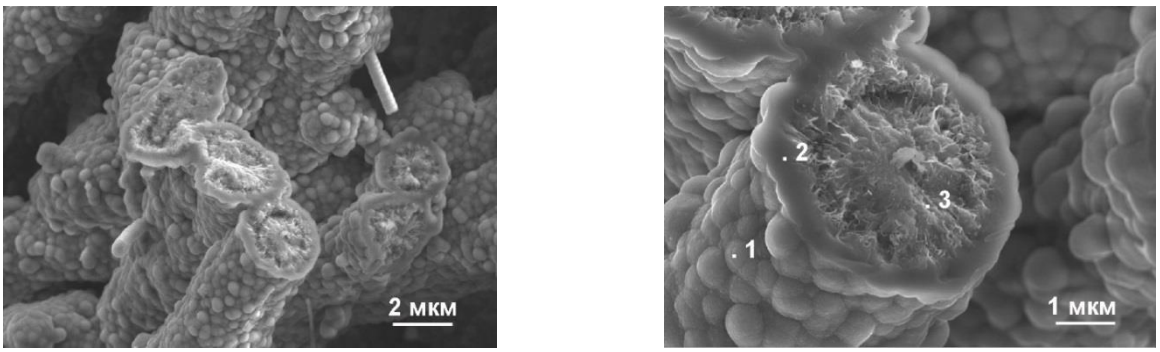


Рис. 1. СЭМ-изображения образца: 1, 2, 3 — точки, в которых производилось определение элементного состава методом РСМА

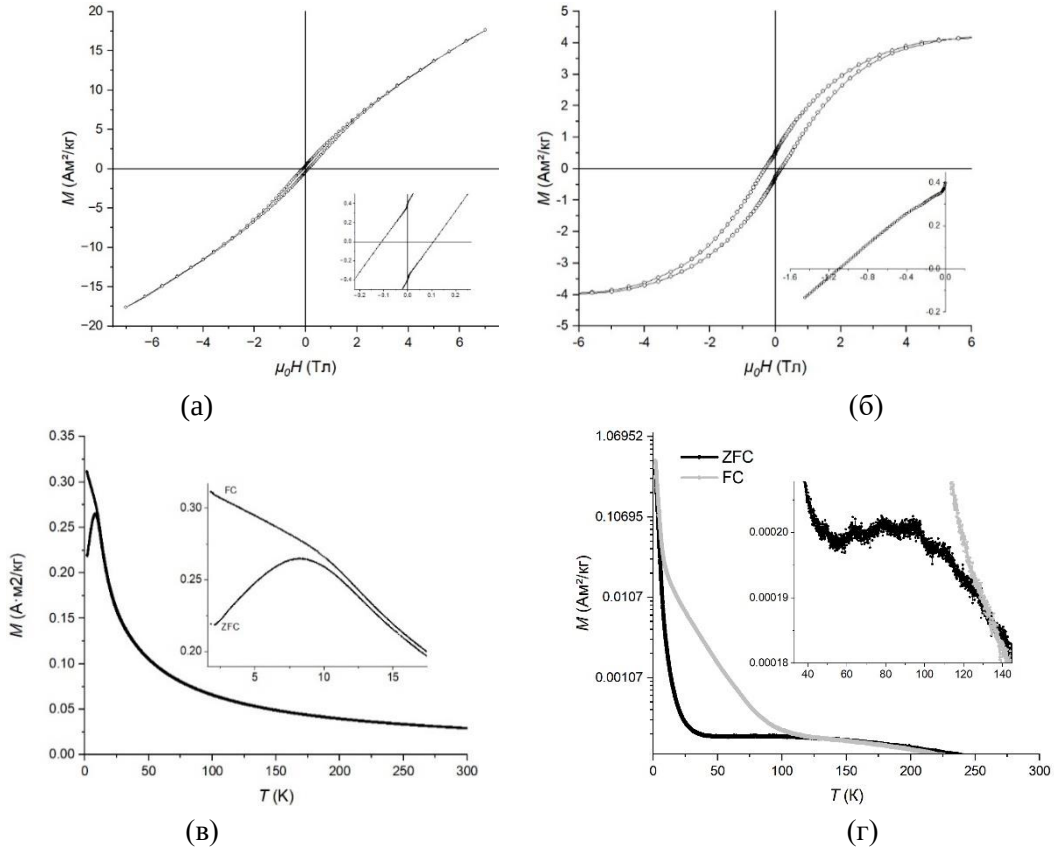


Рис. 2. Результаты магнитометрии: (а) — петля гистерезиса при температуре 2 К, на врезке — центральная часть петли; (б) петля гистерезиса, скорректированная за парамагнетизм, на врезке — кривая размагничивания остаточной намагниченности полем обратного знака; (в, г) — температурные зависимости намагниченности (пояснения в тексте), на врезках — изображения характерных особенностей в увеличенном масштабе

Три вида магнитных измерений были проведены с помощью установки MPMS 3 (Quantum Design, США) в режиме вибрационного магнитометра: 1) построение петель магнитного гистерезиса в максимальном поле 7 Тл при 2 К (рис. 2а, б) и 295 К (результаты приведены в таблице 3); 2) измерение температурной зависимости индуктивной намагниченности в поле 10 мТл в цикле «нагрев–охлаждение» (ZFC–FC) в диапазоне 1,8–300 К (рис. 2в); 3) измерение температурной зависимости остаточной намагниченности, полученной в поле 5 Тл в цикле «нагрев-охлаждение» в диапазоне 1,8–300 К (рис. 2г).

Значения коэрцитивной силы по остаточной намагниченности H_{cr} определялись из кривых разрушения остаточной намагниченности, полученной в поле 5 Тл. Петли гистерезиса демонстрируют значительный вклад парамагнитной компоненты. Скорректированные значения гистерезисных параметров приведены в табл. 3. На гистерезисе при 2 К отмечаются изломы петли (см. вставку на рис. 2а). Кроме того, на кривых ZFC–FC для индуктивной намагниченности определяется фаза с температурой блокировки ~ 8 К. Указанные особенности могут свидетельствовать о присутствии ферригидрита [2]. Значения остаточной намагниченности в диапазоне температур 1,8–12 К уменьшаются на три порядка (рис. 2г), что скорее всего связано с большим количеством суперпарамагнитных частиц в образце. В диапазоне температур 60–80 К отмечается локальный максимум, что возможно, говорит о присутствии в образце еще одной магнитоупорядоченной фазы, предположительно относящейся к агрегатам Fe-Si состава.

Таблица 3. Параметры магнитного гистерезиса при температуре 2 К и 295 К

Температура, К	$\mu_0 H_c$, мТл	$\mu_0 H_{cr}$, мТл	M_s, А·м^2/кг	M_{rs}, А·м^2/кг
2	104,0	1100,0	3,1	0,4
295	0,1	230,0	2,9	$4{,}0 \cdot 10^{-5}$

Сопоставление полученных результатов и литературных данных (см., например, [2, 3]) позволяет предположить, что железосодержащими фазами Fe-Mn образований района подводного вулкана Пюи де Фолль рифтовой зоны Срединно-Атлантического хребта являются рентгеноаморфный железосодержащий силикатный агрегат и ферригидрит. Они представлены мелкодисперсными частицами, в основном в суперпарамагнитном состоянии, и их кластерами. Большие значения H_{cr} при криогенных температурах возможно связаны с блокировкой магнитных моментов частиц, образующих цепочки.

Благодарности. Работы выполнены с использованием оборудования ресурсных центров Научного парка СПбГУ: «Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и наноэлектроники»; «Нанотехнологии»; «Микроскопии и микроанализа»; «Рентгенодифракционные методы исследования», «Инновационные технологии композитных наноматериалов».

Список использованных источников:

1. Кузнецов В. Ю., Черкашев Г. А., Леш А. Ю., Бельтенев В. Е., Максимов Ф. Е., Шилов В. В., Тарасенко Д. И. Возраст гидротермальных руд Срединно-Атлантического хребта (по данным 230Th/U-датирования) // Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. – 2007. – Т. 2. – С. 91-99.

2. Balaev D. A., Krasikov A. A., Dubrovskii A. A., Semenov S. V., Bayukov O. A., Stolyar S. V., Iskhakov R. S., Ladygina V. P., Ishchenko L. A. Magnetic Properties and the Mechanism of Formation of the Uncompensated Magnetic Moment of Antiferromagnetic Ferrihydrite Nanoparticles of a Bacterial Origin // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2014. V. 119(3). P. 479–487.

3. Mills R. A., Wells D. M., Roberts S. Genesis of ferromanganese crusts from the TAG hydrothermal field // Chemical geology. –2001. – V. 176(1-4). – P. 283-293.

УДК 537.624

Исследование механизмов перемагничивания в постоянных магнитах типа Nd-Fe-B и Sm-Co на основе магнитной восприимчивости и обратимого вклада в намагниченность

Уржумцев А.Н.

к.ф.-м.н., младший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел
НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Мальцева В.Е.

аспирант, младший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел
НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Волегов А.С.

к.ф.-м.н., доцент кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *Вопрос о механизмах перемагничивания в спеченных постоянных магнитах (ПМ) типа Nd-Fe-B и Sm-Co остается дискуссионным. Основная причина этого заключается в сложной гетерогенной микро- и нано-структуре, формируемой в процессе спекания, свойства которой сложно описать с помощью структурного анализа и численного моделирования. В работе предложена методика оценки преобладающего механизма гистерезисных свойств ПМ, основанная на магнитных измерениях. Анализ зависимостей обратимого вклада в намагниченность и магнитной восприимчивости позволяет оценить отклик магнитного состояния образца ПМ и детерминировать преобладание механизма задержки смещения доменных границ или задержки зародышеобразования.*

Ключевые слова: *процессы перемагничивания, постоянные магниты, Nd-Fe-B, Sm-Co, коэрцитивная сила, магнитная восприимчивость, гистерезисные свойства*

Study of magnetization reversal processes in Nd-Fe-B and Sm-Co type permanent magnets based on magnetic susceptibility and reversible contribution to magnetization

Urzhumtsev A.N.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Junior Researcher, Department of Solid State Magnetism, Research Institute of Physics and Mathematics – Ural Federal University

Maltseva V.E.,

Graduate student, Junior Researcher, Department of Solid State Magnetism, Research Institute of Physics and Mathematics – Ural Federal University

Volegov A.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials – Ural Federal University

Annotation. *The question of the mechanisms of magnetization reversal processes in sintered permanent magnets (PM) of the Nd-Fe-B and Sm-Co type remains controversial. The main reason for this is the complex heterogeneous micro- and nano-structure formed during the sintering process, the properties of which are difficult to describe using structural analysis and numerical simulations.*

The paper proposes a method for assessing the predominant mechanism of the hysteretic properties of PM, based on magnetic measurements. Analysis of the dependences of the reversible contribution to magnetization and magnetic susceptibility makes it possible to estimate the response of the magnetic state of a PM sample and determine the predominance of the mechanism of pinning or nucleation.

Keywords: *magnetization reversal processes, permanent magnets, Nd-Fe-B, Sm-Co, coercivity force, magnetic susceptibility, hysteretic properties*

Представления о природе формирования гистерезисных свойств спеченных магнитотвердых материалов на основе фазы $Nd_2Fe_{14}B$ и Sm_2Co_{17} по состоянию на сегодняшний день являются весьма неоднозначными. Традиционно принято считать, что при комнатной температуре гистерезисные свойства магнитов типа Nd-Fe-B определяется механизмом задержки зародышеобразования [1,2], а магнитов $Sm(Co, Fe, Zr, Cu)_z$ механизмом задержки смещения доменных границ [3]. Существенное влияние на механизм перемагничивания оказывает межзеренная прослойка, которая обеспечивает магнитную изоляцию соседних зерен [4]. Исследования показали, что даже в случае парамагнитной прослойки между нано- и микроразмерными зернами процессы перемагничивания не могут быть определены однозначно.

Для детального понимания механизмов перемагничивания важно учитывать не только особенности микроструктуры магнита, но и конфигурацию доменной структуры. Магнитооптические методы позволяют ее оценить лишь на небольшом участке хорошо подготовленной поверхности. При данном подходе существенное влияние оказывают поверхностные эффекты. Магнитометрические методы позволяют получить отклик магнитной структуры от всего объема исследуемого образца.

Магнитные измерения проводились на установке MPMS XL 7. Измерения магнитной восприимчивости производятся на терморазмагниченных текстурованных образцах ПМ как во внешнем магнитном поле $\chi(H)$, так и после его выключения $\chi_r(H=0)$ в направлении, совпадающим с магнитным полем и осью текстуры ПМ, как показано на рис. 1. Измерения восприимчивости проводятся для каждой точки на кривой намагниченности $\sigma(H)$ и остаточной намагниченности $\sigma_r(H)$. Напряженность возбуждающего переменного магнитного поля составляет $h\sim$ = 3,7 Э с частотой f = 7 Гц. Восприимчивость определяется только синфазной составляющей. Измеренная восприимчивость χ фактически состоит только из обратимой составляющей в соответствующих магнитных полях и зависит как от напряженности магнитного поля, так и от магнитной предыстории образца. Более подробно данная методика измерений описана в работах [5,6].

Измерения обратимого вклада в намагниченность $\Delta\sigma(H)$ выполнены следующим образом, как показано на рис. 1. К текстурированному терморазмагниченному образцу ПМ прикладывается положительное магнитное поле H. В этом поле измеряется намагниченность $\sigma(H)$. Затем поле выключается и измеряется значение остаточной намагниченности $\sigma_r(H_m)$. Зависимость $\sigma(H)$ содержит все изменения намагниченности образца под действием поля. Зависимость $\sigma_r(H)$ содержит только необратимые изменения намагниченности. Разность $\Delta\sigma(H) = \sigma(H) - \sigma_r(H)$ отражает величину обратимого изменения намагниченности. Аналогичные измерения выполнены при перемагничивании при приложении размагничивающего поля.

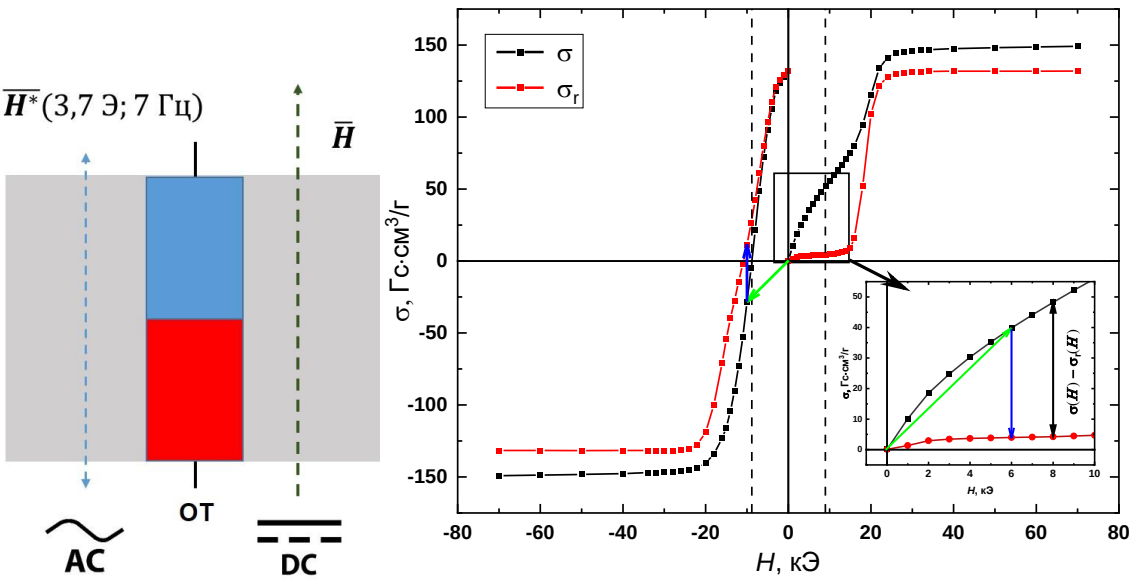


Рис. 1. Принцип измерения обратимой магнитной восприимчивости χ(H) и $\chi_r(H=0)$ и обратимого вклада в намагниченность Δσ(H) на примере магнита типа Nd-Fe-B марки N48SH.

Сопоставляя результаты предложенных подходов, можно отметить, что образцы ПМ в терморазмагниченном состоянии обладают высоким уровнем магнитной восприимчивости $\chi_r(H=0)$, что косвенно указывает на существование незакрепленных доменных стенок, это наблюдается как в ПМ типа Nd-Fe-B, так и Sm-Co [6].

При размагничивании ПМ возможны две ситуации, когда поле приближается к величине коэрцитивной силы H_c, может наблюдаться, как пик восприимчивости $\chi_r(H=0)$, так и практически его отсутствие, что косвенно указывает на механизм задержки смещения доменных стенок или задержку возникновения зародыша обратной магнитной фазы, соответственно. Это процессы связывают с подвижностью доменных границ и возможные варианты их закрепления в межзеренных границах, тройных стыках или их исчезновения. При высоком уровне $\chi_r(H=0)$ отмечена тенденция роста обратимого вклада $\Delta\sigma(H)$, это отражает влияние соседних зерен на уже перемагниченные за счет магнитостатического взаимодействия. Влияние межзеренного магнитостатического взаимодействия на процессы перемагничивания ПМ также отражено в работе [7].

Исследование показало, что рассматриваемый подход по оценке механизма формирования высококоэрцитивного состояния является весьма эффективным инструментом, дополняющим такие методы как микроструктурный анализ и численное моделирование и позволяет спрогнозировать превалирующую роль задержки смещения доменных границ или задержки зародышеобразования. Установлено, что механизмы перемагничивания в спеченных редкоземельных постоянных магнитах могут проявляться весьма разносторонне и во многом определяются предысторией создания данного магнита и отличаются от ПМ того же типа из других партий.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства высшего образования и науки Российской Федерации (Договор №. FEUZ 2023-0020).

Список использованной литературы:

1. Grössinger R. et al. The hard magnetic properties of sintered Nd2Fe14B permanent magnets // J. Common Met. 1986. Vol. 118, № 1. P. 167–172.

2. Kronmüller H., Goll D. Micromagnetic analysis of nucleation-hardened nanocrystalline PrFeB magnets // Scr. Mater. 2002. Vol. 47, № 8. P. 551–556.

3. Yuan T. Role of primary Zr-rich particles on microstructure and magnetic properties of 2:17-type Sm-Co-Fe-Cu-Zr permanent magnets // J. Mater. Sci. 2020. P. 9.

4. Sepehri-Amin H. et al. Grain boundary and interface chemistry of an Nd–Fe–B-based sintered magnet // Acta Mater. 2012. Vol. 60, № 3. P. 819–830.

5. Urzhumtsev A., Maltseva V., Volegov A. Magnetization reversal processes in sintered permanent magnets Sm(Co, Fe, Zr, Cu)Z // J. Magn. Magn. Mater. 2022. Vol. 551. P. 169143.

6. Уржумцев А.Н. Высококоэрцитивное состояние и особенности перемагничивания нано- и микрокристаллических сплавов на основе соединений типа Nd2Fe14B и Sm2Co17: дис. канд. физ.-мат. наук. Екатеринбург: Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 2022. 177 с.

7. Urzhumtsev A.N. et al. A Modified Kondorsky Model for Describing the Magnetization Reversal Processes in Nd–Fe–B Permanent Magnets // Phys. Met. Metallogr. 2022. Vol. 123, № 11. P. 1054–1060.

Дети сразу и непринужденно осваиваются со счастьем, ибо они сами по природе своей — радость и счастье.

Виктор Гюго

Питер Брейгель старший «Детские игры» (1560)

Секция 3.
Микромагнетизм и доменная структура

УДК 314.748

Доменная структуры и холловские измерения в тонких пленках $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$, нанесенных на подложку $NdGaO_3$

Шайхулов Т.А.

м.н.с., Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Сизов В.Е.

к. ф-м. н., с.н.с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Темирязева М.П.

к. ф-м. н., в.н.с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Темирязев А.Г.

к. ф-м. н., в.н.с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Маркелова М.Н.

н.с., к.х.н., Химический факультет, Московский государственный университет

Амеличев В.А.

Технический директор, к.х.н., С-Инновации

Калябин Д.В.

Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Никитов С.А.

директор, д. ф-м. наук, академик, Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)

Аннотация. *Представлены результаты исследования влияния толщины пленок $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, полученных магнетронным распылением на подложки (110) $NdGaO_3$, на доменную структуру, кристаллографические свойства и холловскую проводимость с помощью магнитно-силовой микроскопии, рентгеновской спектроскопии и измерения эффекта Холла. Наблюдалось появление полосовой доменной структуры при толщине 75 нм и ее дальнейшее развитие до лабиринтной доменной структуры при толщине 147 нм. Получена зависимость параметра "с" кристаллической решетки от толщины пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Исследована температурная зависимость эффекта Холла пленок $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ с разной доменной структурой.*

Ключевые слова: *ферромагнетик, домены, эффект Холла*

Domain structure and hall measurements in thin films of $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ deposited on a $NdGaO_3$ substrate

Shaikhulov T. A.

junior researcher., Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics

Sizov V. E.

Ph.D. in Physics and Mathematics, Senior Researcher, Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch

Temiryazeva M.P.

Ph.D. in Physics and Mathematics., Leading Researcher., Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch

Temiryazev A.G.

Ph.D. in Physics and Mathematics., Leading Researcher., Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch

Markelova M.N.

Researcher., Ph.D. in Chemistry., [3]Department of Chemistry, Moscow State University

Amelichev V.A.

Technical Director, Ph.D. in Chemistry., S-Innovations

Kalyabin, D.V.

Ph.D. in Physics and Mathematics, Senior Researcher, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics

Nikitov, S. A.

Director, Dr. of Physics and Mathematics, academician, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow Institute of Physics and Technology

Annotation. *The results of a study of the influence of the thickness of $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ films obtained by magnetron sputtering on (110) $NdGaO_3$ substrates on the domain structure, crystallographic properties and Hall conductivity using magnetic force microscopy, X-ray spectroscopy and Hall effect measurements are presented. We observed appearance of a stripe domain structure at a thickness of 75 nm and its further evolution to a labyrinth domain structure at a thickness of 147 nm. The dependence of the parameter "c" of the crystal lattice on the thickness of the $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ film was obtained. The temperature dependence of the Hall effect of $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ films with different domain structures has been studied.*

Keywords: *ferromagnet, domains, Hall effect*

Манганиты привлекают внимание не только из-за большого количества интересных физических свойств, включая колоссальное магнитосопротивление, высокую температуру Кюри, фазовое разделение и взаимодействие между электронами [1], но и из-за их потенциальных применений. Одним из наиболее перспективных материалов семейства манганитов является $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ из-за его полуметалличности [2]. Данные физические характеристики зависят от таких параметров как деформация решетки, кислородная стехиометрия [3,4]. Кроме того, деформация подложки и толщина пленки часто играют решающую роль в определении физики домена. Например, на эпитаксиально выращенных пленках $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ толщиной около 100 нм, на подложках $LaAlO_3$, образуются домены лабиринтной формы. Для понимания физики доменов в манганитах требуются систематические и точные измерения характеристик доменов пленок $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ в широком диапазоне толщин. Помимо доменной структуры в работе так же изучена температурная зависимость эффекта холла для пленок $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ с разной доменной

структурой. Эффект Холла дает ценную информацию, например, о количестве и подвижности носителей заряда, конкретном механизме рассеяния и т. д.

Эпитаксиальный рост пленок манганитов стронция и лантана происходит при температуре подложки $NdGaO_3$ около 800°C в смеси газов Ar и O_2 (3:2) при давлении 0,5 мбар и мощности ВЧ-генератора и магнетронной пушки 50 W. Осажденные пленки исследовались методом рентгеновской дифракции в геометрии $2\theta-\omega$ и ϕ с использованием рентгеновского дифрактометра Rigaku Smartlab (излучение Cu $K\alpha_1$).

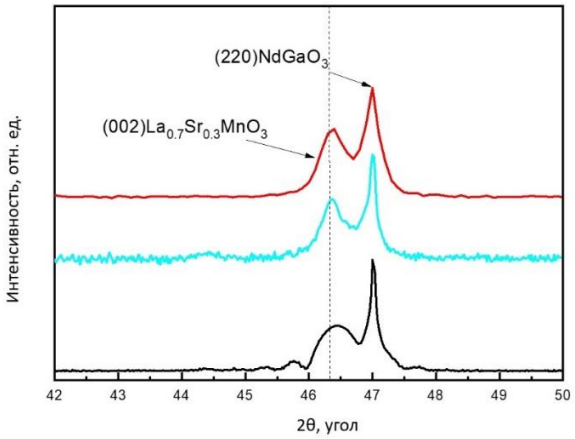
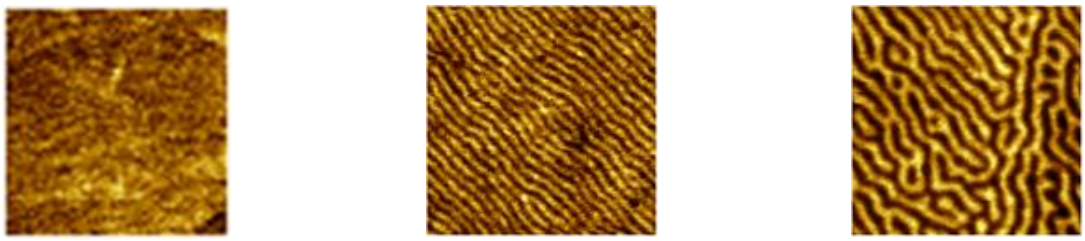


Рис. 1. Рентгеновские 2θ-ω-сканы пленок LSMO, нанесенных на подложку $NdGaO_3$(110) разной толщины: 104 нм (зеленая линия), 147 нм (красная линия), 30 (черная линия) нм.

На рис. 1 показаны участки дифракционной картины, на которых видно, что на образцах нашей серии выросли пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ с ориентацией (001). На дифрактограмме самого тонкого образца серии (30 нм) наблюдаются осцилляции, что свидетельствует о том, что пленка очень тонкая и имеет качественную кристаллическую структуру.



а) б) в)

Рис. 2. МСМ-изображения тонких пленок LSMO различной толщины, нанесенных на подложки $NdGaO_3$(110) без внешнего поля. а) 30 нм, б) 75 нм, в) 147 нм.

Наблюдаемые яркие и темные участки на рисунке 2 представляют собой домены с различной магнитной ориентацией вдоль внеплоскостного направления, поскольку данные магнитно-силовой микроскопии (МСМ) соответствуют только внеплоскостной составляющей намагниченности. МСМ-изображения, показанные на рис.2, демонстрируют зависящую от толщины эволюцию магнитных полосовых доменов в пленках $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$. На образцах

тоньше 30 нм (рис. 2а) наблюдается монодоменное состояние пленки. Аналогичная ситуация наблюдалась в [5]. С увеличением толщины пленки до 75 нм появляются полосовые домены (рис. 2б). Такие полосовые домены указывают на пленку с внеплоскостной намагниченностью и, таким образом, позволяют предположить наличие перпендикулярной анизотропии в пленках толщиной более 75 нм [6]. При толщине 147 нм форма доменов изменяется, и они становятся лабиринтными (рис. 2в) [5]. Мы получили две критические точки толщины $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ при 75 нм и 150 нм.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 23-79-00016

Список использованных источников:

1. Jin S., Tiefel T.H., McCormack M., Fastnacht R.A., Ramesh R., Chen L.H.. Thousandfold Change in Resistivity in Magnetoresistive La-Ca-Mn-O Films // Science . –1994. –№ 264. – С. 413.

2. Park J.-H., Vescovo E., Kim H.-J., Kwon C., Ramesh R.., Venkatesan T.. Magnetic Properties at Surface Boundary of a Half-Metallic Ferromagnet $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ // Phys. Rev. Lett.. –1998. – № 81. – С. 1953.

3. Wu H., Suzukia Y., Ru¨diger U., Yu J., Kent A. D., Nath T. K., Eom C. B.,.Magnetotran-sport and magnetic domain structure in compressively strained colossal magnetoresistance films // APL . – 1999 . – № 75 . – С. 2295.

4. Chaluvadi S.K., Ajejas F., Orgiani P., Lebargy S., Minj A., Flament S., Camarero J., Perna P., M´echin L..Epitaxial strain and thickness dependent structural, electrical and magnetic prop-erties of $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ films // J. Phys. D: Appl. Phys.. –2020. – № 53. – С. 375005.

5. Bakaul S. R., Lin W., Wu T.. Evolution of magnetic bubble domains in manganite films //

APL.. –2011 . – 99. – С. 042503.

6. Dho J., Hur N.H.. Thickness dependence of perpendicular magnetic anisotropy in $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ films on $LaAlO_3$ // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –2007. – № 318. – С. 23.

УДК 537.611.3

Цепочки спиральных доменов в тонкой магнитной плёнке в пространственно неоднородном магнитном поле

Мехоношин Д.С.

младший научный сотрудник ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Памятных Л.А.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *В работе методом численного моделирования исследованы процессы самоорганизации магнитной доменной структуры в тонкой магнитной плёнке с перпендикулярной магнитной анизотропией. Использована двумерная модель доменной структуры со скалярным параметром порядка. Показано, что при одновременном воздействии однородного переменного поля с линейно убывающей амплитудой и пространственно неоднородного постоянного поля в плёнке формируется цепочка спиральных магнитных доменов. Результаты численного моделирования сопоставляются с экспериментально установленными закономерностями образования цепочек спиральных доменов в плёнках ферритов-гранатов.*

Ключевые слова: *магнитные домены, численное моделирование*

Chains of spiral domains in a thin magnetic film in a spatially inhomogeneous magnetic field

Mekhonoshin D.S.

Junior Researcher of Department of Solid State Magnetism, IPAM INSMa UrFU

Pamyatnykh L.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of Department of Solid State Magnetism, IPAM INSMa UrFU

Annotation. *The processes of self-organisation of magnetic domain structure of a thin magnetic film with perpendicular magnetic anisotropy have been studied by numerical simulations. A two-dimensional domain structure model with a scalar order parameter was used. The formation of a chain of spiral magnetic domains is demonstrated by the action of a homogeneous alternating field with a linearly decreasing amplitude and a spatially inhomogeneous constant field. The numerical modelling results are compared with the experimentally established regularities of the formation of chains of spiral domains in iron garnet films.*

Keywords: *magnetic domains, numerical simulation*

Магнитные доменные структуры в тонких магнитных плёнках с перпендикулярной магнитной анизотропией привлекают большое внимание исследователей в связи с перспективами создания новых устройств хранения и обработки информации. Важной задачей в области наноэлектроники и спинтроники является управляемое создание нетривиальных

спиновых текстур с заданными свойствами. Так, например, в работах [1, 2] спиральные и кольцевые домены создавались в результате использования сложной формы образца (сотовые ячейки) [1] и инженерии механических напряжений [2]. Одним из возможных подходов к созданию такого рода доменных структур является использование самоорганизации магнитной доменной структуры, известной на примере эпитаксиальных плёнок ферритов-гранатов, помещённых в переменное магнитное поле [3].

В настоящей работе методом численного моделирования решается задача установления условий формирования упорядоченного массива спиральных доменов под действием гармонического магнитного поля, результаты сопоставляются с закономерностями самоорганизации магнитной доменной структуры в плёнках ферритов-гранатов, установленными экспериментально.

Численная модель динамики магнитной доменной структуры тонкой ферромагнитной плёнки с перпендикулярной магнитной анизотропией, подходящая для описания больших участков магнитной плёнки, включающих десятки магнитных доменов, была введена в [4–6]. Для описания магнитной доменной структуры вводится двумерная скалярная переменная $\phi(\mathbf{r})$, соответствующая компоненте приведённого вектора намагниченности, перпендикулярной поверхности плёнки. Учитывается обменное взаимодействие, одноосная магнитная анизотропия, взаимодействие с внешним полем, перпендикулярным плёнке, и магнитостатическое взаимодействие. Свободная энергия системы имеет вид:

$$F[\phi(\mathbf{r})] = \int \left(\frac{1}{2}a|\nabla\phi(\mathbf{r})|^2 - \frac{1}{2}k\phi^2(\mathbf{r}) - h(t)\phi(\mathbf{r}) + \int G(\mathbf{r},\mathbf{r}')\phi(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r}')\,d\mathbf{r}'\right)d\mathbf{r}, \qquad (1)$$

где безразмерные параметры модели $a = 2A(\mu_0 M_s^2 L^2)^{-1}$, $k = 2K_u(\mu_0 M_s^2)^{-1}$, $h(t) = H(t)/M_s$, A — обменный параметр, K_u— константа одноосной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения, L — толщина плёнки, $G(\mathbf{r},\mathbf{r}') = |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^{-1} - ((\mathbf{r}-\mathbf{r}')^2+1)^{-1/2}$. Единицы времени и длины соответствуют $(\alpha\gamma\mu_0 M_s)^{-1}$ и толщине плёнки L, соответственно, где α и γ — параметр затухания и гиромагнитное отношение.

Уравнение динамики модели:

$$\frac{\partial\phi(\mathbf{r})}{\partial t} = (1-\phi(r)^2)\left(h(t) + k\phi(\mathbf{r}) - \frac{1}{2\pi}\int G(\mathbf{r},\,\mathbf{r}')\,\phi(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'\right) + a\nabla^2\phi(\mathbf{r}). \qquad (2)$$

Уравнение (2) решалось псевдоспектральным методом с учётом периодических граничных условий, использовалась экспоненциально-временная разностная схема первого порядка, шаг по времени был выбран равным $\delta t = 0{,}25$, размер структуры составлял 1024×1024 ячеек.

Исходная лабиринтная неупорядоченная доменная структура подвергалась одновременному действию двух магнитных полей: пространственно однородного гармонического поля с линейно убывающей амплитудой $h_{\sim}(t) = h_0(1-vt)\sin\omega t$ и постоянного поля h_{stat}, зависящего только от y-координаты, превышающего величину поля насыщения плёнки в верхней и нижней частях моделируемой области (профиль поля показан на рис. 1a). Воздействие переменной составляющей поля приводит к зарождению в неупорядоченной доменной структуре спиральных доменов, а пространственно неоднородное поле ограничивает области существования доменной структуры в образце, в результате чего формируются цепочки спиральных доменов (рис. 1b, c), подобно наблюдавшимся экспериментально в [7] в плёнках ферритов-гранатов под действием магнитного поля с линейным градиентом напряжённости. Предложенный подход может быть применён для контролируемого создания спиновых текстур в устройствах спинтроники [2].

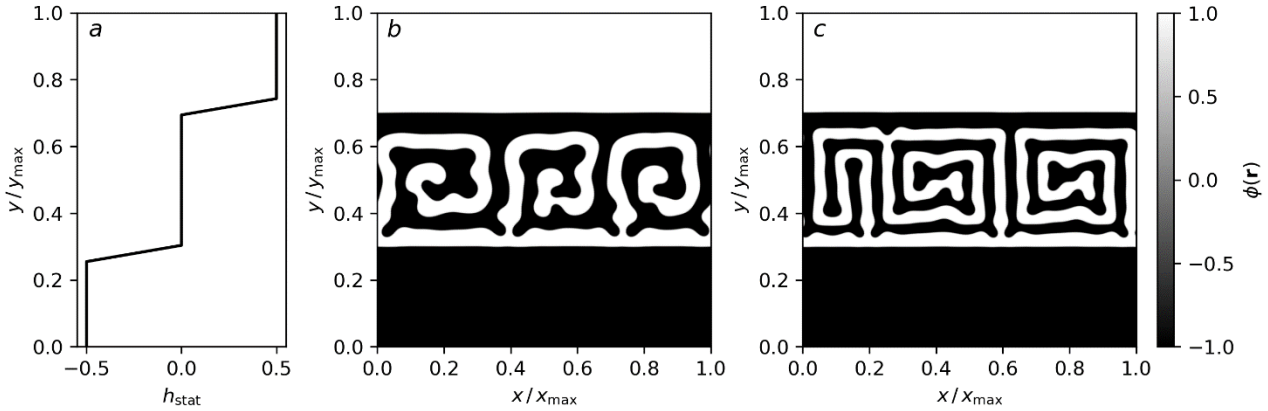


Рис. 1. Цепочки спиральных доменов, формирующиеся при одновременном воздействии однородного гармонического поля с линейно убывающей амплитудой $h_{\sim}(t)$ и пространственно неоднородного постоянного поля h_{stat}. a) Профиль поля h_{stat} вдоль y-оси. b,c) Цепочки спиральных доменов, сформировавшиеся при параметрах поля: b) $\omega = 2{,}5\pi \cdot 10^{-4}$, $h_0 = 0{,}48$, $v = 5 \cdot 10^{-7}$, c) $\omega = 2\pi \cdot 10^{-4}$, $h_0 = 0{,}46$, $v = 5 \cdot 10^{-7}$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (тема FEUZ-2023-0020).

Список использованных источников:

1. Valdes-Bango F., Velez M., Alvarez-Prado L.M. et al. Topological defects in weak perpendicular magnetic anisotropy NdCo honeycomb lattices // New Journal of Physics. – 2018. – Vol. 20. – №. 11. – P. 113007.
2. Zhao L., Huang H., Wang X. et al. Artificial magnetic disclination through local stress engineering // Acta Materialia. – 2024. – Vol. 265. – P. 119579.
3. Кандаурова Г. С. Новые явления в низкочастотной динамике коллектива магнитных доменов // Успехи физических наук. – 2002. – Т. 172. – №. 10. – С. 1165-1187.
4. Jagla E. A. Numerical simulations of two-dimensional magnetic domain patterns // Physical Review E. – 2004. – Vol. 70. – №. 4. – P. 046204.
5. Jagla E. A. Hysteresis loops of magnetic thin films with perpendicular anisotropy // Physical Review B. – 2005. – Vol. 72. – №. 9. – P. 094406.
6. Benassi A. Dynamics of mobile interacting ferromagnetic films: theory and numerical implementation // Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering. – 2014. – Vol. 22. – №. 2. – P. 025004.
7. Pashko A. G., Bareev R.G., Osadchenko V., Lobasheva. N., Kandaurova G. S. Dynamic chains of spiral magnetic domains // Solid State Phenomena. – 2011. – Vol. 168. – P. 227-229.

УДК 537.622.4

Нетривиальные магнитные распределения в плёнках PtCo/IrMn с перпендикулярной магнитной анизотропией и обменным смещением

Татарский Д.А.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики микроструктур РАН

доцент кафедры теоретической физики физического факультетат ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Орлова А.Н.

стажёр-исследователь, Институт физики микроструктур РАН

Пашенькин И.Ю.

м.н.с., Институт физики микроструктур РАН

Гусев С.А.

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт физики микроструктур РАН

Аннотация. *Тонкие магнитные плёнки с перпендикулярной магнитной анизотропией представляют большой интерес в связи с возможностью стабилизации в них цилиндрических магнитных доменов. Так, в многослойных плёнках Co/Pt отсутствует зеркальная плоскость σ_h, что снимает запрет на существование в таких плёнках поверхностно-индуцированного взаимодействия Дзялошинского–Мория (пВДМ). Было экспериментально продемонстрировано, что величина пВДМ может быть достаточна для стабилизации цилиндрических магнитных доменов с неелевской структурой доменной стенки (неелевских скирмионов). Однако, такие скирмионы, как правило, стабилизируются только внешним магнитным полем. В данной работе проводится систематическое исследования влияния слоя антиферромагнетика IrMn на плёнку Co/Pt. Получаемое обменное смещение петли сдвигет гистерезис за счёт наличия интерфейса ферромагнетик-антиферромагнетик. Демонстрируется, что смещение петли позволяет получает устойчивые неелевские скирмионы в магнитных полях, близких к нулю.*

Ключевые слова: *тонкие ферромагнитные плёнки, перпендикулярная магнитная анизотропия, обменное смещение, цилиндрические магнитные домены, скирмионы*

Nontrivial magnetic distributions in PtCo/IrMn films with perpendicular magnetic anisotropy and exchange bias

Tatarskiy D.A.

PhD, Senior Researcher, Institute for physics of microstructures RAS

Associate professor, Theoretical physics chair of Lobachevsky state university

Orlova A.N.

Trainee Researcher, Institute for physics of microstructures RAS

Pashen'kin I.Yu.

Junior Researcher, Institute for physics of microstructures RAS

Gusev S.A.

PhD, Leading Researcher, Institute for physics of microstructures RAS

Annotation. *Thin magnetic films with perpendicular magnetic anisotropy are of great interest due to the possibility of stabilizing cylindrical magnetic domains in them. Thus, there is no mirror plane σ_h in multilayer Co/Pt films, which lifts the ban on the existence of interfacial induced Dzyaloshinsky–Moriya interaction (iDMI) in such films. It was experimentally demonstrated that the magnitude of the iDMI can be sufficient to stabilize cylindrical magnetic domains with a Néel domain wall structure (Néel skyrmions). However, such skyrmions, as a rule, are stabilized only by an external magnetic field. In this work, a systematic study of the effect of an IrMn antiferromagnet layer on a Co/Pt film is carried out. The resulting exchange bias of the loop will shift the hysteresis due to the presence of the ferromagnet-antiferromagnet interface. It is demonstrated that shifting the loop makes it possible to obtain stable Néel skyrmions in magnetic fields close to zero.*

Keywords: *thin ferromagnetic films, perpendicular magnetic anisotropy, exchange bias, cylindrical magnetic domains, skyrmions*

Хорошо известно, что в тонких плёнках типа Co/Pt [1-3] и Co/Pd [4,5] существует интерфейсно-индуцированное взаимодействие Дзялошинского–Мория (пВДМ), несмотря на формальную зеркальную симметрию таких структур. Это позволяет существовать в них термодинамически устойчивым цилиндрическим доменам, обладающим единичным топологическим числом (winding number), которые далее мы будем называть скирмионами. Препятствием применения таких материалов в устройствах спинтроники, например, в беговой памяти или памяти с произвольным доступом [6-9], является необходимость приложения существенных магнитных полей (600–800 Э) по нормали к плёнке для получения высокой плотности топологических распределений намагниченности, в том числе решёток скирмионов [10]. Путём к снижению величины магнитного поля, при котором стабильны скирмионы является добавление в дизайн многослойной плёнки антиферромагнетика. Благодаря наличию на интерфейсе между ферромагнетиком и антиферромагнетиком обменного взаимодействия, петля гистерезиса смещается относительно нулевого поля [11-14], что позволяет ожидать наблюдения стабильных скирмионов в полях, близких к нулю. Ранее уже демонстрировалась возможность получения скирмионов в двухслойных плёнках ферромагнетик-антиферромагнетик [15,16], а также их литография с помощью электронного пучка в многослойных периодических структурах IrMn/Co/Pt [17].

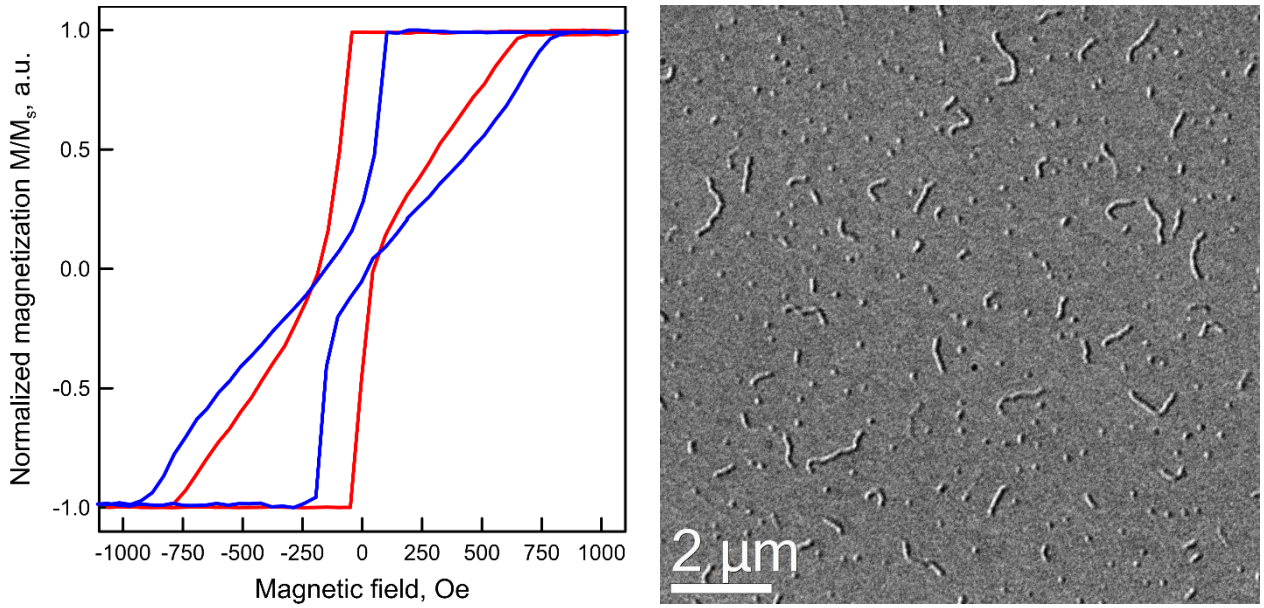
В данной работе проводится систематическое исследование влияние толщины кобальта в многослойных структурах Ta/Pt/[Pt/Co(t)]×5/IrMn возможность получения решёток скирмионов в нулевых полях.

Структуры были изготовлены методом высоковакуумного магнетронного распыления в перпендикулярном магнитном поле (500 Э) при комнатной температуре на установке AJA-2200. Напыление тонкоплёночных периодических структур осуществлялось из сплавных мишеней посредством последовательного распыления мишеней кобальта, платины, тантала и иридия-марганца. Многослойные структуры были выращены на кремниевой подложке Si (100) и коммерческих мембранах нитрида кремния толщиной 50 нм. После напыления образцы подвергались процедуре «field cooling»: сначала образец нагревался до 200° С, затем помещался в перпендикулярное магнитное поле величиной 4 кЭ, после чего нагрев

отключался и происходило остывание образца в магнитном поле. Процесс напыления проходил при рабочем давлении в камере аргона 2 мТорр и остаточном давлении $2 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Для получения многослойных структур нподложку сначала проводилось напыление буферных слоёв тантала и платины толщиной 5 нм. Далее выращивается сама периодическая структура Pt/Co, Во всех структурах толщина слоёв платины составляла 1 nm, тогда как толщины слоёв кобальта в разных структурах варьировались от 0.6 до 1.4 nm. Периодическая структура завершалась на слое кобальта, на который уже осаждался слой антиферромагнетика IrMn толщиной 5 нм. В конце процедуры напыления для защиты от окисления вся структура покрывалась слоем тантала толщиной 3 нм.

Контроль магнитных свойств плёнок и измерения петель гистерезиса проводились на магнитометрической установке путем измерения эффекта Керра в полярной геометрии методом скрещенных поляризаторов при комнатной температуре. Для того, чтобы продемонстрировать периодичность структуры были проведены исследования образцов на просвечивающем электронном микроскопе LIBRA 200MC (Carl Zeiss). Поперечные срезы подготавливались с помощью классической методики механического утонения и последующего прецизионного ионного травления, полученные микрофотографии демонстрируют хорошую периодичность ферромагнитной плёнки. Неоднородные распределения намагниченности исследовались методом дефокусировки (метод Френеля) в специальном лоренцевом режиме работы просвечивающего электронного микроскопа LIBRA 200MC (Carl Zeiss).



(a) (b)

Рис. 1. (a) – Петли гистерезиса с толщиной кобальта 1.2 нм (красная кривая) и 1.4 нм (синяя кривая); (b) – френелевский контраст от скирмионов и одномерных 360° неелевские доменные стенки.

Ни рис. 1a приведены результаты оптической магнитометрии для плёнок Ta/Pt/[Pt/Co(t)]×5/IrMn с толщинами кобальта t = 1.2 и 1.4 нм. Как видно, именно при такой толщине кобальта обменное смещение петли больше её ширины, что делает стабильным неоднородные распределения намагниченности в плёнки даже в нулевом поле. На рис. 1b приведена микрофотография с френелевским контрастом, который соответствует распределению намагниченности в структуре с толщиной кобальта 1.4 нм в нулевом поле. Как видно, наблюдаются как изолированные неелевские скирмионы, так и одномерные 360° неелевские доменные стенки.

Таким образом, в данной работе проведено систематическое исследование многослойных плёнок ферромагнетик-антиферромагнетик со структурой слоёв Ta/Pt/[Pt/Co(t)]×5/IrMn. Показано, что, с одной стороны, в ферромагнетики наблюдаются неелевские скирмионы, а с другой стороны, слой антиферромагнетика позволяет стабилизировать данные магнитные распределения в нулевых и относительно небольших магнитных полях.

Работы выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (FFUF-2024-0021). В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

Список использованной литературы:

1. M.He, T. Xu, Ya. Gao et al.// Materials. – 2022. – 15. – 8272.
2. M.V. Dorokhin, A.V. Zdoroveyshchev, M.P. Temiryazeva et al. // journal of Alloys and Compounds. – 2022. – 926. – 166956.
3. Д.А. Татарский, Н.С. Гусев, О.Л. Ермолаева и др. // Физика твёрдого тела. – 2023. – 65. – 1194.
4. S.D. Pollard, J.A. Garlow, J. Yu et al. // Nature communications. – 2017. – 8. – 14761.
5. M.V. Dorokhin, M.V. Ved, I.L. Kalentyeva et al. // Annal der Physik. – 2024. *to be published*
6. L. Thomas, G. Jan, J. Zhu et al. // Journal of Applied Physics. – 2014. – 115. – 172615.
7. S.-Y. Wang, Sh.-H. Chen, H.-K. Chang et al. // Advanced Electronic Materials. – 2023. – 12. – 2300472.
8. R.-A. One, S. M., A.-G. Cimpoesu et al. // Nanomaterials. – 2022. – 12. – 4411.
9. R. Chen, Y. Li, W. Griggs et al. // ACS Applied materials & interfaces. – 2023. – 15. – 34145.
10. l. Wang, Ch. Liu, N. Mehmood et al. // ACS Applied materials & interfaces. – 2019. – 11. – 12098.
11. J. Sort, V. Baltz, F. Garcia et al. // Physical Review B. – 2005. – 71. – 054411-1.
12. Y.F. Liu, J.W. Cai and S.L. He // Journal of physics D: Applied physics. – 2009. – 42. – 115002.
13. R.A. Khan, H.T. Nembach, M. Ali et al. // Physical Review B. – 2018. – 98. – 064413.
14. Q. Ying and L. Yifan // AIP Advances. – 2018. – 8. – 025314.
15. G. Yu, A. Jenkins, X. Ma et al. // Nano Letters. – 2018. – 18. – 980.
16. K. Gaurav Rana, A. Finco, F. Farbe et al. // Physical Review Applied. – 2020. – 13. – 044079.
17. Y. Guang, Y. Peng, Zh. Yan et al. // Advanced Materials. – 2020. – 32. – 2003003.

УДК 148

Методика времяразрешающей рентгеновской дифракции для изучения динамики магнитной доменной структуры

Снегирёв Н.И.

Куликов А.Г., Любутин И.С., Пиляк Ф.С.

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Ягупов С.В., Стругацкий М.Б.

Физико-технический институт ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского»

Федорова А.А., Федоров А.С., Логунов М.В.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *Работа посвящена развитию рентгеновской дифракционной методики изучения динамики магнитной доменной структуры во внешних переменных полях с использованием синхротронного излучения. В качестве модельного объекта использованы монокристаллы бората железа $FeBO_3$. Проведено сравнение результатов рентгеновского анализа и магнитооптических измерений. Разработанная методика и полученные результаты будут важны для практического применения магнитоупорядоченных кристаллов, таких как борат железа $FeBO_3$, в новых высокотехнологичных областях.*

Ключевые слова: *рентгеновский анализ, магнитная доменная структура, борат железа*

Time-resolving x-ray diffraction technique for studying the dynamics of magnetic domain structure

Snegirev N.I., Kulikov A.G, Lyubutin. I.S., Pilyak F.S.

Shubnikov Institute of Crystallography, Kurchatov complex for Crystallography and Photonics, NRC “Kurchatov institute”

Yagupov S.V., Strugatsky M.B.

[b]Physics and Technology Institute, V.I. Vernadsky Crimean Federal University

Fedorova A.A., Fedorov A.S., Logunov M.V.

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Annotation. *In this work, of X-ray synchrotron diffraction techniques for studying the dynamics of the magnetic domain structure in external alternating fields was developed. Iron borate $FeBO_3$ single crystals were used as a model object. The results of X-ray analysis and magneto-optical measurements were compared. The developed technique and the results obtained will be important for the practical application of magnetically ordered crystals, such as iron borate FeBO3, in new high-tech areas.*

Keywords: *X-ray analysis, magnetic domain structure, iron borate*

При исследовании магнитных свойств материалов с помощью рентгеновского анализа, могут быть применены два основных подхода. Первый включает в себя комплекс методов, основанных на магнитном рассеяния рентгеновского излучения вблизи краев поглощения [1]. Второй подход, предложенный и реализованный нами в настоящей работе, основан на присутствии искажений кристаллической решетки при неоднородном распределении магнитострикционных деформаций, которые возникают из-за наличия магнитной доменной структуры.

Магнитострикционные деформации возникают из-за магнитоупругого взаимодействия между магнитной и упругой подсистемами кристалла. Известно, что величина магнитострикционной деформации зависит от направления вектора намагниченности. Поэтому, в области каждого из магнитных доменов существуют структурные искажения, которые определяют некоторый «эффективный» параметр кристаллической решетки [2].

Для исследования этих эффектов в качестве модельного объекта для рентгенодифракционных исследований с использованием синхротронного излучения мы выбрали борат железа $FeBO_3$. В этом кристалле существует аномально большая величина магнитоупругой связи, которая определяется как отношение эффективной магнитоупругой

добавки к упругому модулю кристалла к величине этого модуля [3].

Кроме того, $FeBO_3$ является “прозрачным магнетиком”, в котором магнитный порядок сочетается с высокой прозрачностью в видимом диапазоне [4].

Это делает возможным проведение магнитооптических измерений в качестве комплементарного метода исследования. На Рис. 1,а представлена зависимость полуширины кривой дифракционного отражения (КДО) монокристалла $FeBO_3$ (рефлекс 030) от величины внешнего магнитного поля. Магнитное поле прикладывалось к кристаллу параллельно его базисной плоскости. Можно видеть, что в слабых полях (порядка нескольких эрстед) происходит скачкообразное уширение КДО.

Процесс намагничивания кристаллов бората железа идет в следующей последовательности: в слабых полях смещаются неелевские доменные границы, которые расположены ортогонально базисной плоскости, и перпендикулярно к плоскости дифракции. Это хорошо можно видеть на изображениях, полученных с помощью поляризационной оптической микроскопии. При этом для обеспечения использования эффекта Фарадея угол между плоскостью исследуемого образца и направлением луча света составлял 80 градусов. Существенные изменения в доменной структуре имеют место уже в малых магнитных полях (Рис. 1,б).

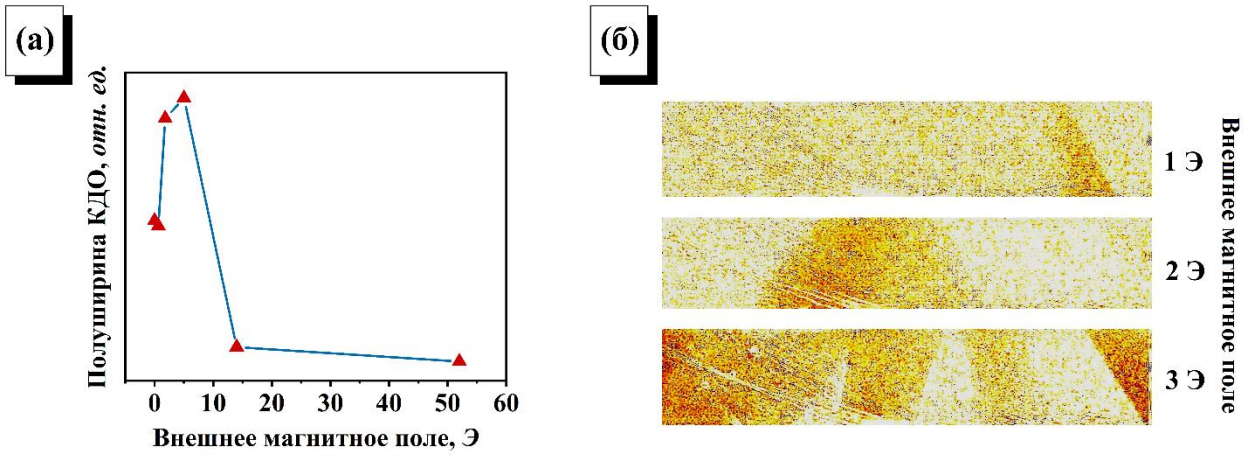


Рис. 1. (а) – Зависимость полуширин рентгеновской КДО (рефлекс 030) монокристалла $FeBO_3$ от величины внешнего магнитного поля $FeBO_3$; (б) – визуализация магнитной доменной структуры в $FeBO_3$ по данным магнитооптических измерений.

Смещение неелевских границ приводит к тому, что в области засветки синхротронным пучком оказывается несколько магнитных доменов и, соответственно, области с различной конфигурацией магнитострикционных деформаций. В этом случае КДО представляет собой уширенный профиль, который является суперпозицией распределенных гауссовых кривых. С увеличением напряженности внешнего магнитного поля исчезают сначала неелевские, а затем и блоховские границы (параллельные базисной плоскости кристалла). Намагничивание завершается доворотом вектора намагниченности в доменах к направлению внешнего магнитного поля, и магнитострикционная деформация становится однородной по всему кристаллу. В процессе этого центры распределенных кривых КДО, соответствующих областям различных доменов, сближаются, что приводит к уменьшению ширины результирующей КДО (см. рисунок 1а).

Также были проведены времяразрешающие дифракционные эксперименты на монокристаллах $FeBO_3$ в условиях воздействия внешнего переменного магнитного поля. Магнитное поле на образце создавалось электромагнитными катушками, сигнал на которых модулировался в соответствии с определенным законом. На Рис. 2 представлена временная зависимость нормированного значения интенсивности дифракции вблизи максимума КДО от величины внешнего магнитного поля (во временной развертке). При включении магнитного поля наблюдается рост интенсивности амплитудного значения КДО. Профиль интенсивности

во времени соответствует профилю подаваемого на электромагнитные катушки импульсного сигнала. Однако фронт нарастания интенсивности КДО немонотонен, на нем имеются локальные максимумы (осцилляции) при выходе на «плато». Это может быть связано со скачкообразным изменением конфигурации векторов намагниченности в кристалле во внешнем поле, например, вследствие скачков Баркгаузена и мультидоменной магнитной структуры монокристалла.

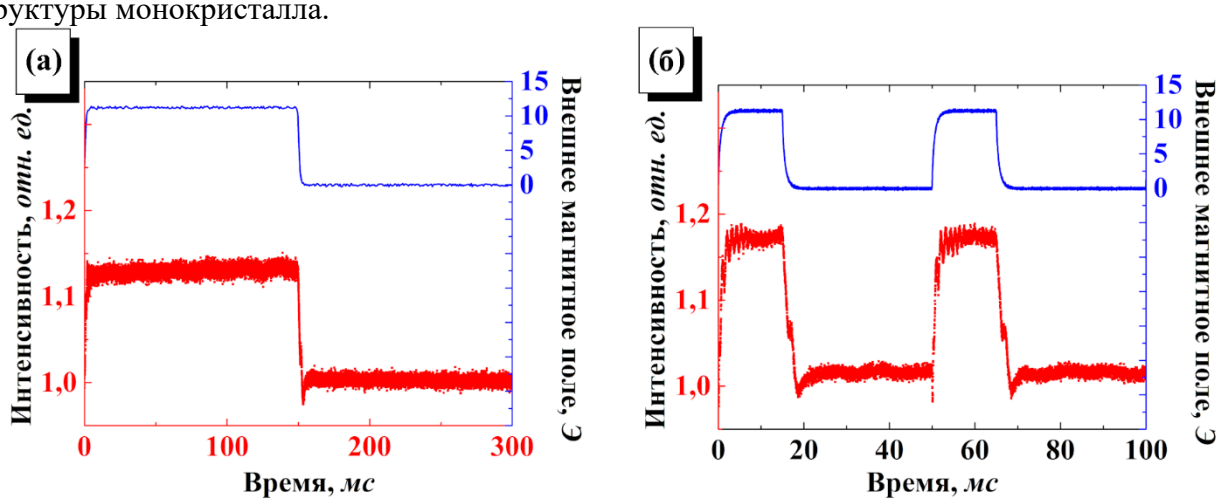


Рис. 2. Временная зависимость нормированного значения интенсивности КДО монокристалла $FeBO_3$ (рефлекс 030) при воздействии переменного магнитного поля в форме импульса длительностью 0,15 мс, повторяющихся с частотой 2 Гц (а) и длительностью 0,015 мс, повторяющихся с частотой 20 Гц (б).

Проведенные исследования показывают, что дифракционные эксперименты во внешних магнитных полях позволяют изучать динамику доменных границ и процессы перемагничивания кристаллов, в том числе по частным гистерезисным циклам. Подобные методы представляют большую важность при характеризации магнитных материалов, для которых прямое наблюдение доменной структуры (оптическими и электронно-микроскопическими методами) затруднено. Кроме того, рентгеновские эксперименты с использованием синхротронного источника – это не только метод исследования доменной структуры, но и прямое измерение чрезвычайно слабых магнитострикционных деформаций (~ 10^{-5} в кристаллах на основе бората железа).

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ "Курчатовский институт" в части подготовки экспериментальных образцов, магнитных измерений и анализа эффектов магнитострикционных деформаций кристаллов.

Разработка рентгеновской методики анализа эволюции магнитной доменной структуры с использованием источника синхротронного излучения выполнена в рамках гранта Минобрнауки РФ № 075-15-2021-1362.

Список использованных источников:

1. Dmitrienko V. E., Ovchinnikova E. N., Collins S. P., et al. // Nat. Phys. – 2014. – V.10. – P. 202
2. N. Snegirev, A. Kulikov, I. S. Lyubutin et al.// Cryst. Growth Des. – 2023. - V23. – P.5883.
3. M. H. Seavey, // *Solid State Commun.* – 1972. – V. 10. – P.219.
4. С.Г. Овчинников, В.В. Руденко, Н.В. Казак и др. // ЖЭТФ. – 2020. – В. 158. – С.18

УДК 539.216.2:537.624

Структура и свойства kπ-скирмионов в ферромагнитных пленках с пространственно модулированными параметрами

Вахитов Р.М.
д.ф.-м. н., профессор кафедры теоретической физики ФТИ УУНИТ

Ильясова Г.Ф.

аспирант кафедры теоретической физики ФТИ УУНИТ

Солонецкий Р.В.
к.ф.-м. н., научный сотрудник ФТИ УУНИТ

Аннотация. *В данной работе изучаются структура и свойства магнитных kπ-скирмионов (k ∈ 1,3,5), образующихся на колумнарных дефектах типа «потенциальная яма» в одноосных ферромагнитных пленках. Найдены распределение намагниченности kπ-скирмиона в области дефекта и его характеристики: характерные размеры магнитной неоднородности и ее энергия. Найдены области их стабильного состояния и определен диапазон материальных параметров, в которых возможно существование kπ-скирмионов.*

Ключевые слова: *ферромагнитные пленки, одноосная анизотропия, колумнарный дефект, магнитные kπ-скирмионы, устойчивость*

Structure and properties of kπ-skyrmions in ferromagnetic films with spatially modulated parameters

Vakhitov R.M.
D.F.M. Sc., Professor, Department of Theoretical Physics, Physicotechnical Institute UUNIT

Ilyasova G.F.
postgraduate student of the Department of Theoretical Physics FTI UUNIT

Solonetsky R.V.
PhD Sc., researcher, Physicotechnical Institute UUNIT

Annotation. *In this paper, we study the structure and properties of magnetic kπ-skyrmions (k ∈ 1,3,5) formed on columnar defects of the "potential well" type in uniaxial ferromagnetic films. The distribution of the kπ-skyrmion magnetization in the region of defect and its characteristics are found: the characteristic dimensions of the magnetic inhomogeneity and its energy. The regions of their stable states are found and the range of material parameters in which kπ-skyrmions can exist is determined.*

Key words: *ferromagnetic films, uniaxial anisotropy, columnar defect, magnetic kπ-skyrmions, stability*

За последние 15 лет, после обнаружение существования в пленках MnSi магнитных скирмионов [1], лавинообразно возросли масштабы исследований их свойств, влияния на них различных факторов, магнитных материалов, в которых они стабилизируются, и т.д. [2,3]. Считается, что такими материалами являются киральные магнетики благодаря наличию в них взаимодействия Дзялошинского-Мория [4]. Однако, сравнительно недавно возник новый тренд, касающийся поиска некиральных магнетиков, в которых также возможно

существование магнитных скирмионов. В частности, в работе [5] было показано, что такими материалами могут являться ферромагнитные пленки с пространственно модулированной одноосной анизотропией. В дальнейшем было установлено, что в этих материалах могут существовать магнитные скирмионы в широком диапазоне изменения температур и магнитных полей. В большинстве последующих исследований под магнитными скирмионами, как правило, понимались вихреподобные неоднородности, в которых единичный вектор намагниченности $\boldsymbol{m=m(r)}$ поворачивается на 180̊ при его перемещении в радиальном направлении от центра ($r = 0$) до периферии ($r = \infty$) пленки (π-скирмионы). В то же время, в работе [6] предсказывалась возможность существования kπ-скирмионов ($k \in 1, 2, 3...$), проводился теоретический анализ (метод микромагнитного моделирования с использованием пакета программ) структуры и свойств kπ-скирмионов, а также их поведение в магнитном поле.

В данной работе изучаются устойчивые состояния магнитных kπ-скирмионов, образующихся на колумнарных дефектах типа «потенциальная яма» в одноосных ферромагнитных пленках [7]. Подобные исследования в некиральных магнетиках до недавного времени практически не проводились, за исключением работы [8], в которых исследовалось влияние магнитного поля на kπ-скирмионы, ($k \in 2,3,4$), возникающие в магнитных нанодисках Fe_3Sn_2. В результате были выявлены в них устойчивые состояния 2π,3π и 4π-скирмионов при комнатной температуре (T=300 К). Они были визуализированы с помощью просвечивающей электронной микроскопии, при этом наблюдалась следующая закономерность в появлении kπ-скирмионов: чем больше размер диска, тем вероятнее обнаружить скирмион в них с большей величиной «закрутки» вектора намагниченности $\boldsymbol{m}$, т.е. величиной k. Кроме того, было исследовано поведение kπ - скирмионов в магнитном поле**.**

В качестве модели дефекта рассматривается структурная неоднородность магнетика, в которой материальные параметры $P = \{A, K_u, M_s\}$, изменяются скачком в области дефекта:

$$P = \begin{cases} P_1, r > R_0 \\ P_2, r \leq R_0 \end{cases}, \quad (1)$$

где $P_i = \{A_i, K_{ui}, M_{si}\}$ — материальные параметры вне колумнарного дефекта (i = 1) и в области дефекта (i = 2). Здесь A–обменный параметр, K_u,-константа одноосной анизотропии, M_s-намагниченность насыщения, R_0-радиус дефекта. При этом необходимо отметить, что все параметры, имеющие размерность длины приведены к величине $\Delta_0 = \sqrt{A_1/K_{u1}}$, где Δ_0-характерный размер доменной границы в одноосных ферромагнетиках.

Численный анализ интегро-дифференциального уравнения Эйлера–Лагранжа, описывающего распределение намагниченности в области дефекта для рассматриваемой пленки[7], позволяет найти структуру магнитных неоднородностей, соответствующих kπ-скирмионам (рис. 1) и определить их характеристики: характерные размеры и их энергию. Согласно расчетам в исследуемых пленках в зависимости от значений материальных параметров образца и характеристик дефекта могут одновременно существовать π -, 3π - и 5π - скирмионы. При этом имеет место следующая закономерность: чем больше размер дефекта, тем больше число различных kπ-скирмионов может существовать одновременно, что согласуется с результатами [6]. В тоже время π-скирмион имеет наименьшую энергию по сравнению с 3π - и 5π - скирмионами. Интересно отметить также, что в структуре π - скирмиона можно выделить три участка: ядро (кор), который находится в центре, промежуточный участок, в котором происходит задержка вращения магнитных моментов вблизи плоскости, параллельный плоскости пленки, и участок, расположенный на границе дефекта, где имеет место ускоренное вращение магнитных моментов из-за преобладающего влияния в этом участке влияние одноосной анизотропии. Необходимо отметить, что в 3π - и 5π – скирмионах их профиль в начальной стадии, когда происходит вращение магнитных моментов на 180° (от

m_z=-1 до m_z=1), полностью совпадает с профилем π-скирмиона. Выявлено также, что характеристики структур kπ-скирмионов существенно зависят от характеристик дефекта: от его размера R_0 и глубины потенциальной ямы K_{u2} и в меньшей мере от материальных параметров образца.

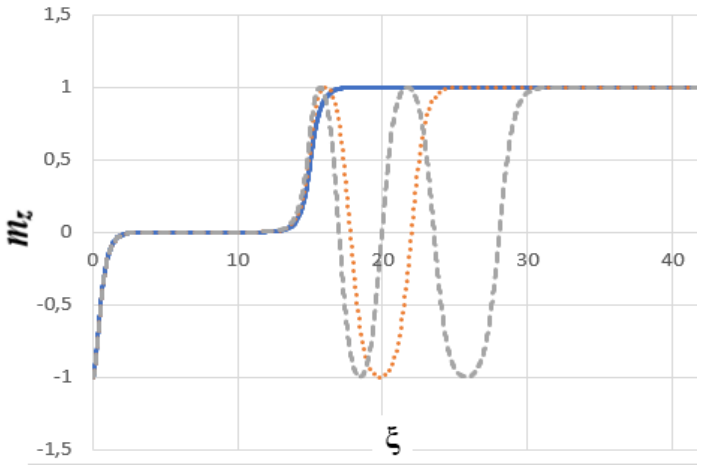


Рис. 1. Распределение намагниченности kπ-скирмионов в зависимости от приведенной координаты $\xi = \frac{r}{\Delta_0}$ *при следующих значениях параметров материала,* K_{u2}*=-4*K_{u1}*, Q=100,* A_2*=*A_1*,* M_{s2}*=*M_{s1}*. Здесь сплошная линия соответствует π-скирмиону, точечная линия -3π-скирмиону, штриховая -5π-скирмиону.*

Авторы благодарят за финансовую поддержку Государственное задание Российской Федерации на проведение научных исследований лабораториями (Теория, моделирование и получение тонкоплёночных, наноструктуированных и гибридных структур (FRRR-2024-0001))

Список использованных источников:

1. Mühlbauer S.; Jonietz F.; Pfleiderer C.; Rosch A.; Newbauer A.; Georgii R.; Boni P. Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet // Science – 2009. – Vol.323. – P. 915 – 919.
2. Everschor-Sitte K., Masell J., Reeve R.M., Kläui M. Perspective: Magnetic skyrmions – Overview of recent progress in an active research field // J.Appl.Phys. – 2018. – 124. – 240901.
3. Самардак А. С., Колесников А. Г., Давыденко А. В., Стеблий М. Е., Огнев А. В. Топологически нетривиальные спиновые текстуры тонких магнитных пленках // ФММ. – 2022. – Т. 123. – № 3. – С. 260-283.
4. Bogdanov A.; Hubert A. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals // J. Magn. Magn. Mater. – 1994. – 138. – P. 255–269.
5. Вахитов Р.М., Ахметова А.А., Солонецкий Р.В. Вихреподобные образования на дефектах магнитоодноосных пленок // ФТТ. – 2019. – Т. 61. – №.3. – С.453. – 459.
6. Hagemeister J., Siemens A., Rózsa L., Vedmedenko E. Y., and Wiesendanger R. Controlled creation and stability of kπ – skyrmions on a discrete lattice // Phys. Rev. – 2018. – B 97. – 174436.
7. Vakhitov R. M., Solonetsky R.V., Akhmetova A. A. Stable states of vortex-like magnetic formations in inhomogeneous magnetically uniaxial films and their behavior in a longitudinal magnetic field // J. Appl. Phys. – 2020. – 128. – 000000.
8. Jiang J., Wu Y., Kong L., Wang Y., Li J., Xiong Y., Tang J. Magnetic *k* π – skyrmions and their field-driven evolutions in a nanostructured centrosymmetric magnet // Acta Materialia. – 2021. – 215. – 117084.

УДК 537.624

Типы полевых зависимостей фрактальной размерности доменных структур в феррит-гранатовых пленках

Зигерт А.Д.

старший преподаватель кафедры прикладной физики ФГБОУ ВО ТвГУ

Дунаева Г.Г.

ассистент кафедры физики конденсированного состояния, ФГБОУ ВО ТвГУ

Кузьмин Н.Б.

студент 1 курса магистратуры кафедры физической химии ФГБОУ ВО ТвГУ

Семенова Е.М.

к.ф.-м.н., доцент кафедры физики конденсированного состояния ФГБОУ ВО ТвГУ

Сдобняков Н.Ю.

к.ф.-м.н., доцент кафедры общей физики ФГБОУ ВО ТвГУ

Аннотация. *Работа посвящена исследованию висмутсодержащих феррит-гранатовых плёнок выращенных на подложках из гадолиний-галлиевого граната. Получены полевые зависимости фрактальной размерности магнитооптических изображений для различных составов и толщин висмутсодержащих феррит-гранатовых плёнок.*

Ключевые слова*: магнитные пленки, феррит-гранат, объемные дефекты, доменная структура, фрактальная размерность.*

Types of field dependencies of the fractal dimension of domain structures in ferrite-garnet films

Zigert A.D.

Senior Lecturer, Applied Physics Department, Tver State University

Dunaeva G.G.

Assistant, Condensed Matter Physic Department, Tver State University

Kuz`min N.B.

1st year graduate student, Physical Chemistry Department, Tver State University

Semenova E.M.

Ph. D., Docent, Condensed Matter Physics Department, Tver State University

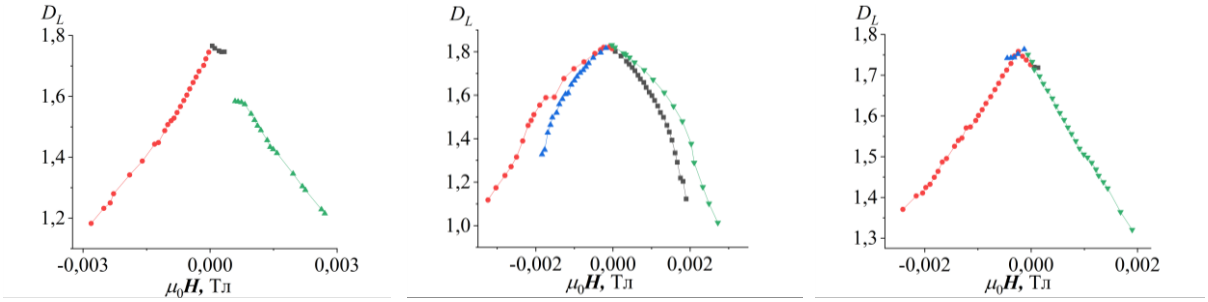
Sdobnyakov N.Yu.

Ph. D., Docent, General Physics Department, Tver State University

Annotation. *This work is dedicated to the study of bismuth-containing ferrite garnet films grown on gadolinium gallium garnet substrates. The field dependences of the fractal dimension of magneto-optical images were obtained for various compositions and thicknesses of bismuth-containing ferrite-garnet films.*

Keywords: *magnetic films, ferrite garnets, bulk defects, domain structure, fractal dimension.*

К настоящему времени методы фрактальной геометрии активно используются для описания отдельных закономерностей физических процессов. Результаты данной работы можно рассматривать как продолжение исследований магнитных характеристик висмутсодержащих феррит-гранатовых плёнок (Bi:ФГ) с помощью аппарата фрактальной геометрии: в [1] исследовалось влияние объёмных дефектов, связанных с локальным механическим повреждением и термическим лазерным воздействием, на доменную структуру и магнитные характеристики эпитаксиальных Bi:ФГ пленок; в [2] методом оптической магнитометрии получены предельные петли магнитного гистерезиса для дефектных и бездефектных участков Bi:ФГ пленок. В данной работе будут проанализированы результаты [3] с целью описания типовых полевых зависимостей фрактальной размерности доменных структур в феррит-гранатовых пленках. Объектами исследований являлись три образца Bi:ФГ пленок: $(GdBiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 25 мкм, $(GdBiLuSm)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 6 мкм и $(GdBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 42 мкм. Установлены специфические особенности в полевых зависимостях фрактальной размерности (см. рис. 1). Все они имеют куполообразную форму, но ветви могут быть описаны линейным или степенным законом более высокого порядка, а также содержать разрывы (так как соответствуют состоянию насыщения петли гистерезиса – данные отмечены синим цветом).



а б в

Рис. 1. Типичные полевые зависимости фрактальной размерности (б) произвольного участка плёнок $(GdBiLuSm)_3(FeGa)_5O_{12}$ *(а, 6 мкм),* $(GdBiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ *(б, 25 мкм),* $(GdBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ *(в, 42 мкм). Здесь цветовое обозначение соответствует следующему изменению внешнего магнитного поля:* ■ *– H max → 0;* ● *– 0 → Hmin ;* ▲ *– Hmin → 0;* ▼ *– 0 → H max.*

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственной программы в области научно-исследовательской деятельности (0817-2023-0006).

Список использованных источников:

1. Иванова А.И., Семенова Е.М., Дунаева Г.Г. и др. Влияние дефектов на магнитные характеристики феррит-гранатовых пленок // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2020. – Вып. 12. – С. 103-112.
2. Зигерт А.Д., Дунаева Г.Г., Сдобняков Н.Ю. Фрактальный анализ лабиринтной доменной структуры феррит-гранатовых пленок в процессе перемагничивания // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2021. – Вып. 13. – С. 134-145.
3. Зигерт А.Д., Дунаева Г.Г., Кузьмин Н.Б. и др. Поведение фрактальной размерности доменных структур в феррит-гранатовых пленках // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2023. – Вып. 15. – С. 98-107.

УДК 539.216 +538.9+537.622.4

Индуцированные фазовые переходы в доменной структуре магнитоодноосной пленки феррита-граната

Сирюк Ю.А.

д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник НИЧ ДонГУ

Безус А.В.

к. ф.-м. н., доцент кафедры общей физики и дидактики физики ДонГУ

Бондарь Е.Д.

старший преподаватель кафедры общей физики и дидактики физики ДонГУ

Кононенко В.В.

к. ф.-м. н., научный сотрудник ФГБНУ ДонФТИ

***Аннотация**: Исследованы фазовые переходы, вызванные магнитным полем перпендикулярным плоскости пленки и сонаправленым с намагниченностью внутри ЦМД. Показано, что фазовые переходы в доменных границах вызывают фазовые переходы в доменной структуре феррит-гранатовой пленки и определяют вид этих переходов.*

***Ключевые слова**: феррит-гранатовая пленка, доменная граница, решетка цилиндричесих магнитных доменов.*

Induced phase transitions in the domain structure of magnetic uniaxial ferrite-garnet film

Siryuk Yu.A.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Senior Researcher, Donetsk State University

Bezus A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of General Physics and Didactics of Physics, Donetsk State University

Bondar E.D.

Senior Lecturer, Department of General Physics and Didactics of Physics, Donetsk State University

Kononenko V.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, DonFTI Federal State Budgetary Scientific Institution

***Abstract**: Investigated the phase transitions inside the CMD caused by a magnetic field perpendicular to the plane of the film and aligned with the magnetization. It is shown that phase transitions in the domain boundaries cause phase transitions in the domain structure of the ferrite-garnet film and determine the type of these transitions.*

***Keywords**: ferrite-garnet film, domain boundary, lattice of cylindrical magnetic domains.*

Исследования в решетках ЦМД являются актуальным как для фундаментальной науки, так и в прикладном плане: в микроэлектронике, в спинтронике, в биологии при транспортировке магнитомаркированных биологических клеток, в химии при разделении химических частиц по их размерам и тд. В фундаментальной науке наблюдается такие же переходы в твердых телах как в ЦМД, но они недоступны для изучения. В феррит-гранатовых пленках благодаря эффекту Фарадея можно визуально наблюдать механизм таких фазовых переходов.

Цель настоящей работы показать, что фазовые переходы в доменной границе вызывают фазовые переходы в доменах и определяют род этих переходов.

Для исследования выбрана пленка с развитой поверхностью <111>, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний галлиевой подложке состава $(TmBi)_3(FeGa)_5O_{12}$. Толщина пленки h=8.4 мкм. При комнатной температуре фактор качества Q>5. При такой величине фактора качества в доменной границе действием импульсного магнитного поля создаются вертикальные блоховские линии [1].

В работе используется два внешних магнитных поля с векторами напряженности перпендикулярными плоскости пленки: постоянное двух направлений (поле смещения H_{CM}) и монополярное импульсное. Исследования проведены при температуре T=300 K. Доменная структура наблюдается благодаря эффекту Фарадея.

В работе исследуется два вида решеток ЦМД. Первая – $РЦД_1$, формируется импульсным магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки при отсутствии поля смещения; вторая – $РЦД_2$, формируется импульсным полем в присутствии поля смещения. Затем импульсное поле выключается рис.1, рис.2а. Обе решетки являются равновесными, но при наложении поля смещения $РЦД_1$ оказывается неравновесной, а $РЦД_2$, формируемая при разных полях смещения, является равновесной [2].

Под действием импульсного магнитного поля создаются жесткие ДГ с большим числом ВБЛ. В жестких доменах имеются две силы (сила отталкивания ВБЛ и магнитостатическая сила), которая уравновешивается сжимающими силами поверхностного натяжения стенки Блоха. Стенка Блоха и поле смещения дают статически устойчивый домен [1].

В теоретических работах [1] предполагалось, что жесткие ЦМД квантуются, т.е. могут иметь дискретные состояния, различающиеся числом ВБЛ в ДГ На рис.1 показана полевая зависимость параметров решеток $РЦД_1$ и $РЦД_2$. Из рисунка видно, что в поле смещения, антипараллельном намагниченности внутри ЦМД, диаметры ЦМД обеих решеток d_1 и d_2 уменьшаются с увеличением поля (рис.1, кривые 2 и 4; рис.2б). Периоды решеток $РЦД_1$ и $РЦД_2$ с увеличением поля изменяются иначе. Период $РЦД_1$ с ростом поля остается постоянным, а период $РЦД_2$ увеличивается (рис.1, кривые 1 и 3). Это объясняется тем, что при наложении поля смещения к магнитостатической энергии решетки добавляется зеемановская энергия, плотность которой различна внутри и вне домена. Это приводит к изменению диаметра ЦМД. Но в решетке $РЦД_1$ эти две энергии не могут изменить количество ЦМД, поэтому период $РЦД_1$ остается постоянным. При величине $H=H_{KI}$ наблюдается коллапс $РЦД_1$, при котором исчезает каждый центральный домен гексагональной упаковки (рис.2в). Происходит фазовый переход первого рода. Нарушается магнитное равновесие системы. При этом в доменной границе ЦМД резко уменьшается количество ВБЛ [2]. При кратковременном действии импульсным магнитным полем восстанавливается полотно гексагональной решетки ЦМД с меньшей плотностью упаковки, с меньшим диаметром ЦМД и большим периодом решетки. Параметры

этой решетки соответствуют параметрам решетки РЦД$_2$ при величине поля смещения $H=H_{K1}$. Решетка РЦД$_2$, в отличие от решетки РЦД$_1$, формируется импульсным магнитным полем при каждом поле смещения. В ДГ решетки РЦД$_2$ создается меньшее количество ВБЛ ($N_2<N_1$), чем в доменных границах РЦД$_1$ при одинаковой величине поля смещения. В итоге РЦД$_2$ обладает большей полевой устойчивостью, чем РЦД$_1$, т.е. поле коллапса $H_{K2}>H_{K1}$.

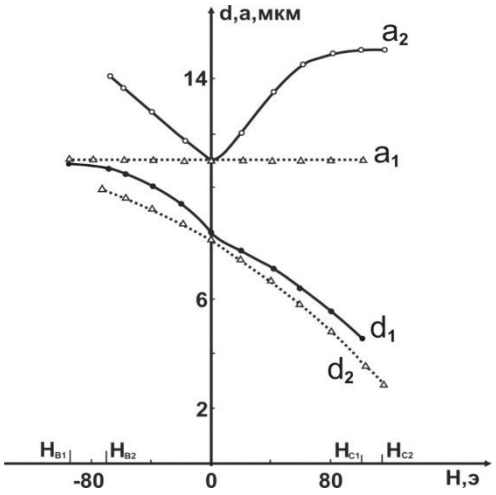


Рис.1. Полевая зависимость параметров РЦД$_1$ и РЦД$_2$ пленки: 1, 2– a, d РЦД$_1$, 3, 4–a, d РЦД$_2$

В работе [2] приведен подробный анализ экспериментального исследования фазовых переходов в решетке РЦД$_1$. В доменной границе ЦМД содержится максимальное число ВБЛ ($N/N_0=1$). При $H=H_{K1}$ динамическая устойчивость решетки нарушается, в РЦД$_1$ происходит фазовый переход первого рода. При этом уменьшается диаметр ЦМД. Длина окружности ЦМД представляет собой граничное условие, которое заставляет линии Блоха сжиматься до интервала $S = \pi d/2N$ [1]. В итоге при $H=H_{K1}$ происходит резкое уменьшение количества ВБЛ в ДГ путем аннигиляции, т.е. при фазовом переходе первого рода квантуется доменная граница, домен и решетка ЦМД. С уменьшением числа ВБЛ в доменной границе увеличивается полевой интервал устойчивости новой решетки [2].

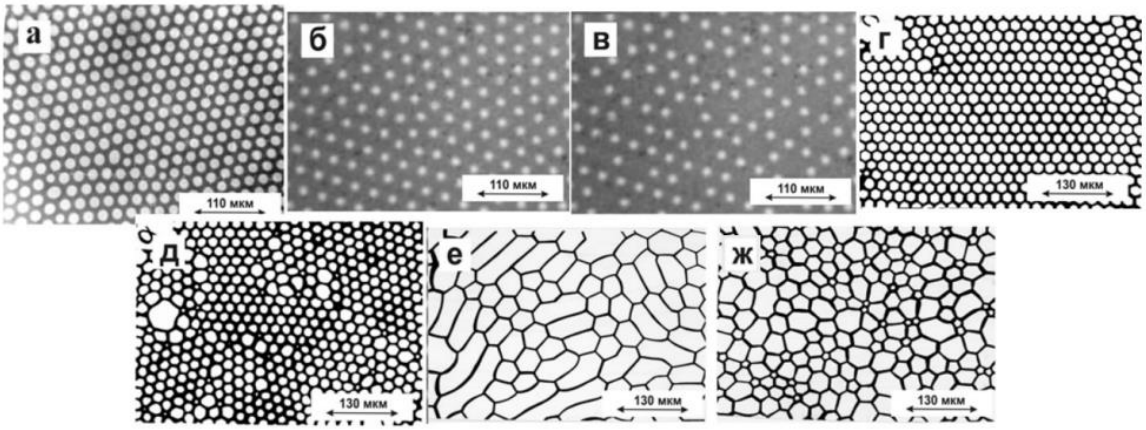


Рис.2 Виды ДС при разных магнитных полях пленки: А – РЦД (H=0), Б – H>0, В – H=H$_K$, Г – сотовая ДС (H<0), Д – ДС после "взрыва" СДС$_1$, Е – "сети", Ж– ДС после "взрыва" СДС$_2$.

С увеличением поля смещения наблюдается ряд последовательных ФП I рода в новых решетках ЦМД, полученных из исходной РЦД$_1$. Все полученные доменные структуры являются дискретными. Дискретными являются и полевые интервалы устойчивости полученных решеток ЦМД [2]. При наложении поля смещения, сонаправленного с намагниченностью внутри ЦМД, диаметры обеих решеток увеличиваются, период РЦД$_1$ остается постоянным, а период РЦД$_2$ увеличивается (рис.1). При величине поля смещения $H=H'_{C1}$ в решетке РЦД$_1$ каждый ЦМД приобретает форму шестиугольника, а гексагональная решетка превращается в сотовую структуру СДС$_1$. Число ВБЛ в ДГ сохраняется, они группируются в углах шестиугольника (рис.2г). В РЦД$_1$ происходит фазовый переход второго рода. При величине поля $H=H'_{C2}$ в решетке РЦД$_2$ тоже происходит фазовый переход второго рода в сотовую структуру СДС$_2$. Соотношение числа ВБЛ в ДГ обеих решеток ЦМД

сохраняется: $N_1>N_2$. Величины полей смещения, при которых происходят ФП II рода: в РЦД$_1$ $H=H'_{C1}$=|-20Э|; в РЦД2 $H=H'_{C2}$=|-45Э|, т.е. $|H'_{C2}|>|H'_{C1}|$.

Таким образом, при фазовом переходе второго рода в решетках РЦД$_1$ и РЦД$_2$ наблюдается следующая закономерность: если $N_1>N_2$, то $|H'_{C2}|>|H'_{C1}|$, т.е. решетка ЦМД с меньшим количеством ВБЛ в доменных границах более устойчива.

При дальнейшем увеличении поля смещения, сонаправленного с намагниченностью внутри домена, при $H_{CM}=H_{C1}$ в сотовой структуре СДС$_1$ происходит ФП I рода в ячеистую структуру (рис.1, кривые 1 и 2; рис.2д). При кратковременном действии импульсным магнитным полем эта структура превращается в новую сотовую структуру с большими параметрами (рис.2е). В сотовой структуре СДС$_2$ при поле $H_{CM}=H_{C2}$ происходит фазовый переход первого рода в ячеистую структуру (рис.1, кривые 3 и 4; рис.2ж). Соотношение величин полей, при которых происходят ФП I рода: $|H_{C1}|>|H_{C2}|$, при $N_1> N_2$. При ФП I рода в сотовых структурах СДС$_1$ и СДС$_2$ число ВБЛ в ДГ уменьшается путем раскручивания. Чем больше количество ВБЛ находится в углах сотовой ячейки, тем более устойчива сотовая структура. Для разрушения такой структуры требуется магнитное поле большей напряженности

Выводы. Экспериментально исследованы индуцированные магнитным полем смещения фазовые переходы в двух видах решеток ЦМД: РЦД$_2$ равновесная и РЦД$_1$ неравновесная. Соотношение числа линий Блоха в этих решетках: $N_1 >N_2$.

При поле смещения, антипараллельном намагниченности внутри домена, в РЦД$_1$ наблюдается ФП I рода в новую решетку ЦМД с большим периодом, меньшим диаметром ЦМД и меньшим числом ВБЛ в доменных границах ЦМД. При этом новая решетка имеет параметры, совпадающие с параметрами равновесной решетки РЦД$_2$, сформированной при поле смещения $H=H_{K1}$. С увеличением поля смещения наблюдается ряд таких же ФП I рода. Экспериментально доказана квантуемость решетки ЦМД, домена, доменной границы и полевой устойчивости полученных решеток ЦМД. С уменьшением числа ВБЛ в доменных границах ЦМД полевой интервал устойчивости решетки ЦМД увеличивается, и при простой блоховской стенке этот интервал максимален. При поле смещения, сонаправленном с намагниченностью внутри домена в решетках РЦД$_1$ и РЦД$_2$ происходят ФП II рода в сотовую структуру СДС$_1$ и СДС$_2$. Соотношение полей фазовых переходов $|H'_{C2}|>|H'_{C1}|$, при $N_1> N_2$. При ФП II рода цилиндрический магнитный домен приобретает форму шестиугольника; при этом сохраняется как число доменов, так и число вертикальных блоховских линий в ДГ. При дальнейшем увеличении поля в СДС$_1$ и СДС$_2$ происходят ФП I рода в ячеистую структуру. Соотношение полей фазовых переходов: $|H_{C1}|>|H_{C2}|$, при $N_1> N_2$. Экспериментально доказано, что фазовые переходы в ДГ не только вызывают фазовые переходы в доменной структуре, но и определяют род этих фазовых переходов.

Список использованной литературы:

1. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами //. – 1982. – Мир, Москва. – 382 с.

2. Сирюк Ю. А., Безус А. В., Бондарь Е. Д., Кононенко В. В. // ФТТ. – 2019. – 61, №7. – С. 1250-1257.

УДК 537.624.9

Параметры пилообразной доменной структуры в градиентном плоскостном поле

Иванов В.Е.

к.ф. м.н. с.н.с., ИЕНиМ УрФУ

Богуславский Л.Г.

н.с., ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *В работе проведено экспериментальное изучение поведения пилообраной доменной конфигурации в пленках с плоскостной анизотропией при действии градиентного магнитного поля, создаваемого встречными потоками, ориентированными в плоскости пленки. Обсуждены результаты с применением анализа баланса магнитостатической энергии конфигурации голова к голове, энергии Зеемана и энергии доменных границ.*

Ключевые слова: *пилообразная доменная конфигурация, градиентное поле, баланс энергий*

Parameters of a sawtooth domain structure in a gradient planar field

Ivanov V.E.

Senior researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Boguslavskiy L.G.

Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Annotation. *In this paper, an experimental study of the behavior of the saw-tooth domains configuration in films with in-plane anisotropy under the action of a gradient magnetic field created by counter flows oriented in the plane of the film is carried out. The results using the analysis of the magnetostatic energy balance of the head-to-head configuration, the Zeeman energy and the energy of the domain walls are discussed.*

Keywords: *sawtooth domain configuration, gradient field, energy balance*

Изучение пилообразной доменной структуры (ДС) в плёнках с плоскостной анизотропией было актуальным в связи с образованием зигзагообразных доменных границ после снятия поля записи, что приводило к снижению отношения сигнал/шум в устройствах хранения информации [1]. Параметры пилообразной ДС изучались в зависимости от толщины, величины анизотропии и коэрцитивной силы [2]. К этим параметрам относятся амплитуда, период зигзагов, угол в вершинах зигзагов. Считается, что причиной образования зигзагов является уменьшение магнитостатической энергии, если границы ориентируются под углом к намагниченности (оси легкого намагничивания). Были получены формулы, связывающие период с углом при вершинах [3].

Зигзагообразные доменные границы образуются как в результате размагничивания переменным полем, так и в градиентном. В последнем случае они стабилизируются высокой коэрцитивной силой (H_c ~ 1000 Э) носителя информации. Технический интерес к этим исследованием угас в связи с появлением новых носителей записи. По нашему мнению, в стороне

остался физический аспект, связанный с поведением пилообразной ДС в градиентном магнитном поле.

Для исследования пилообразной ДС были выбраны пленки типа Файнмет состава $Fe_{40}Co_{40}Cu_{0,5}Nb_2Si_9B_6$ с коэрцитивной силой H_c=5 Э («высококоэрцитивная» пленка), и состава $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ с H_c=0,7 Э («низкокоэрцитивная» пленка). Пленки обладали осями легкого намагничивания в плоскости, ориентация которых задавалась технологическим полем во время нанесения. Визуализация доменной структуры произведена при помощи продольного эффекта Керра (рис. 1). Поле было ориентировано по оси легкого намагничивания. Поскольку плоскостная компонента градиентного поля при x = 0 проходит через нуль, влияние гистерезиса было существенным, поэтому мы регистрировали параметры ДС в двух режимах, а именно: при непрерывном изменении градиента путем повышения тока в намагничивающих катушках (неравновесная ДС) и фиксировании изображения равновесной ДС после размагничивания переменным полем при каждой величине градиента.

Градиентное поле в плоскости пленок создавалось парой катушек, поля которых были направлены навстречу (рис. 1). Зависимость плоскостной компоненты поля при достаточно большом расстоянии между катушками была линейной. Зависимость величины градиента для такой системы в зависимости от тока была близка к линейной.

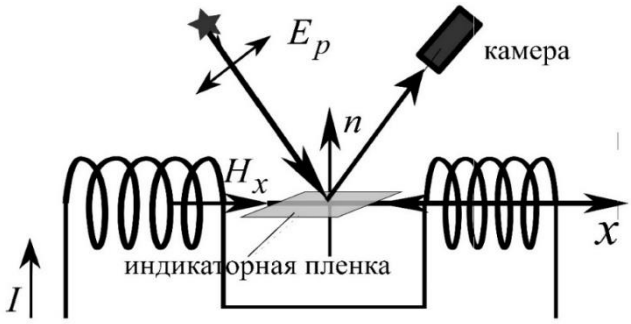


Рис. 1. Система для получения градиентного поля в плоскости индикаторной пленки..

Экспериментальные наблюдения показали существенные различия в изменении амплитуды и периода пилообразной неравновесной и равновесной ДС. Неравновесная пилообразная ДС характеризуется значительным разбросом в величине амплитуды и периода. С ростом градиента поля разброс в абсолютных значениях амплитуды и периода снижается, в то же время в относительных величинах остается достаточно большим. Равновесная ДС при тех же значениях градиента имеет более регулярный вид, обладает меньшей амплитудой и периодом. Описанное поведение ДС в большей степени проявлялось для «высококоэрцитивной» пленки.

Доменная структура «низкокоэрцитивной» пленки при действии градиентного поля имеет более регулярный вид и меньший разброс по характеристикам. С ростом градиента поля амплитуда (А) и период зигзага (Р) уменьшается (рис. 2 а, б, в). Угол при вершинах зигзагов меняется незначительно. Количественно эти зависимости показаны на графиках рис. 3. Разброс в значениях периода в интервале малых значений градиента остается довольно значительным, что, по нашему мнению, является следствием пространственной неоднородности коэрцтивности доменных границ.

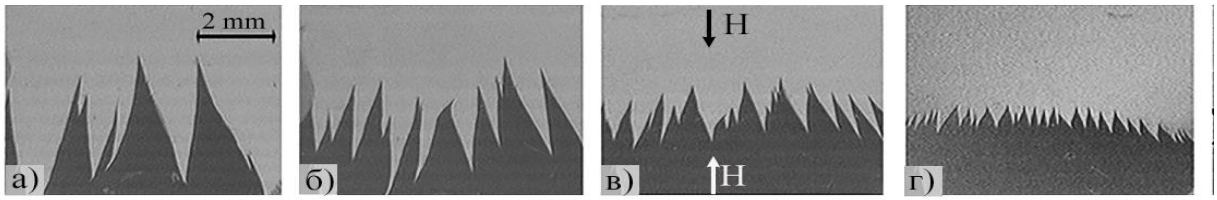


Рис. 2. Изменение «равновесной» пилообразной доменной структуры «низкокоэрцитивной пленки» в градиентном магнитном поле. β = 0,14 Э/мм (а), 0,2 Э/мм (б) , (в) 0,82 Э/мм , (г) 7,7 Э/мм. Направления встречных потоков градиентного поля показаны на

На качественном уровне такое поведение можно объяснить из следующих соображений. Рост градиента поля приводит к росту энергии Зеемана. Чтобы снизить эту энергию, происходит уменьшение амплитуды зигзага, вследствие чего снижается доля объема, в котором намагниченность ориентирована против поля. Выпрямление зигзагообразной границы (рост периода), также должно способствовать снижению энергии Зеемана. Однако период незначительно снижается, сохраняя по возможности наименьшую магнитостатическую энергию.

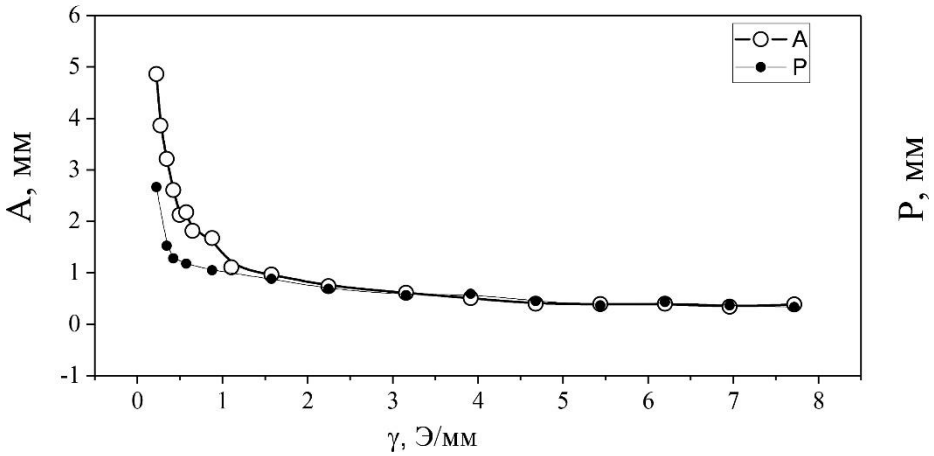


Рис. 3. Зависимость амплитуды и периода зигзага «равновесной» пилообразной ДС от величины градиента поля.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FEUZ-2023-0020).

Список использованных источников:

1.Hubert A., Schafer R. Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures. – Berlin, Springer, 1998. – 686 c.

2.Favieres C., Vergara J., Madurga V. Charged magnetic domain walls as observed in nanostructured thin films: dependence on both film thickness and anisotropy/ J. Phys.: Condens. Matter. – 2013. – 25066002.

3. Freiser M. J., On the Zigzag Form of Charged Domain Walls/ IBM Journal of Research and Develop. – 1979 – vol. 23, №3, pp. 330-338.

УДК 621.793.1

Исследование влияния образования ферромагнитных филаментов на резистивное переключение в нестехиометрическом оксиде меди (Cu_xO)

Федоров Л.Ю.

научный сотрудник отдел молекулярной электроники ФИЦ КНЦ СО РАН

Карпов И.В.

к.т.н., старший научный сотрудник ОМЭ ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Атомно-силовая микроскопия является мощным инструментом для локального исследования эффекта резистивного переключения благодаря высокому латеральному разрешению. В частности, использование проводящих зондов позволяет инициировать образование/разрушение филаментов непосредственно в микроскопе. А магнитно-силовая микроскопия способна визуализировать сформированные филаменты, в том случае, когда нижним электродом выступают ферромагнитные металлы. Это, в свою очередь, подтверждает деградацию мемристорных свойств, вызванную металлизацией филамента при снятии циклических ВАХ.*

Ключевые слова: *наноструктуры, резистивное переключение, оксид меди, магнитный филамент*

Study of the influence of the formation of ferromagnetic filaments on resistive switching in non-stoichiometric copper oxide (Cu_xO)

Fedorov L. Yu.

Researcher, Department of Molecular Electronics, Federal Research Center KSC SB RAS

Karpov I.V.

Candidate of Technical Sciences, Senior Researcher, Department of Molecular Electronics, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *Atomic force microscopy is a powerful tool for local investigation of resistive switching effects due to its high lateral resolution. In particular, the use of conductive probes makes it possible to initiate the formation/destruction of filaments directly in the microscope. And magnetic force microscopy is capable of visualizing formed filaments in the case when ferromagnetic metals act as the lower electrode. This, in turn, confirms the degradation of memristor properties caused by metallization of the filament when taking cyclic current-voltage characteristics.*

Keywords: *nanostructures, resistive switching, copper oxide, magnetic filament*

Оксиды переходных металлов активно исследуются с целью их применения в качестве подзатворного диэлектрика (high-k dielectric) благодаря их высокой диэлектрической проницаемости [1]. Кроме того, в случае, когда такие оксиды входят в структуры металл-изолятор-металл они могут стать функциональным элементом резистивных запоминающих устройств с произвольным доступом (ReRAM). Их принцип действия заключается в формировании двух устойчивых состояний сопротивления, управляемых внешним электрическим полем – HRS (состояние высокого сопротивления) и противоположное ему

LRS. Они образуются при возникновении в диэлектрическом слое обратимых проводящих мостиков (conductive bridge) – филаментов. То есть, эффект резистивного переключения является частным случаем пробоя диэлектрика, когда ток не вызывает деградации микроструктуры, а плотность дефектов в оксиде не достигла критического значения. Само явление образования проводящих филаментов является нежелательным для материала изолятора (поскольку означает выход устройства из строя), но в тоже время, может найти практическую реализацию в области энергонезависимой памяти, если удастся эффективно управлять изолирующими свойствами диэлектрика.

Филамент может быть сформирован за счет миграции кислородных вакансий под действием электрического поля – тогда он представляет собой поливакансию кислорода. Однако в ходе исследований было замечено, что филамент состоит не только из кислородных вакансий, но и включает в себя ионы металла токоподводящих электродов [2]. На границе раздела электрода с диэлектрическим слоем образуются катионы металла за счет электрохимической реакции анодного окисления, которые в дальнейшем транспортируются электрическим полем в пространство между электродами мемристорной структуры. Соответственно, если материал электрода представлен ферромагнитным металлом проводящий филамент также будет демонстрировать ферромагнитное поведение. В мемристорах, при повторяющихся циклах «перезаписи», проникновение ионов металлов ухудшает характеристики устройства – уменьшается окно между токами в HRS и LRS состояниях, не позволяющее надежно считывать состояние ячейки. То есть ведет к деградации мемристорных свойств.

Однако использование ферромагнитных электродов позволяет дополнительно исследовать эволюцию образования и разрушения филаментов с помощью магнитно-силовой микроскопии. Как это было продемонстрировано в работе [3]. Такая диагностика позволяет лучше понять граничные условия образования/ обратимого разрушения филаментов с целью предотвращения их образования в транзисторах или управления ими в мемристорах.

В настоящей работе нанокристаллическая пленка, представляющая собой смешанные фазы оксидов меди (Cu_2O и CuO) была синтезирована осаждением из плазмы дугового разряда низкого давления работающей в аргон-кислородной атмосфере. Исследования проводились на сканирующем зондовом микроскопе СММ-2000 (завод «Протон», Россия). Анализ резистивного переключения проводили при сканировании в режиме контактной атомно-силовой микроскопии (EAFM) с проводящими кантилеверами для снятия локальных ВАХ. Микромагнитные свойства образуемых филаментов исследовались в режиме магнитно-силовой микроскопии (MAFM) с использованием зондов с CoFe магнитным покрытием.

Образцы представляли собой слоистую структуру на кремниевой пластине: пленка Ni (~1 мкм) в качестве нижнего электрода, резистивный слой – поликристаллическая пленка смешанных фаз оксидов меди (Cu_2O/CuO). В качестве верхнего электрода ячейки выступал кантилевер микроскопа. Площадь контакта оценена ~100 нм^2. Таким образом, было получено топографическое изображение поверхности, токи в двух состояниях сопротивления, а также изображения магнитного контраста.

При снятии циклических ВАХ контакта АСМ зонд-образец наблюдалось быстрое снижение разности токов между состояниями LRS-HRS. После достижения 5 циклов не удавалось выполнить сброс состояния LRS (процесс RESET). Это явление, по-видимому, связано с металлизацией филамента ионами Ni – материала нижнего электрода и вызвано сильным локальным электрическим полем, действующем при исследовании эффекта резистивного переключения в зондовом микроскопе, а также, как будет показано ниже, ферромагнитным действием границ зерен смешанных фаз оксидов меди. Разрушение таких филаментов происходит по механизму, отличному от разрушения поливакансий кислорода. Оно должно быть простимулировано джоулевым нагревом, и требует токи, имеющие порядок mA, что не позволяет стандартное оборудование микроскопа.

Для нестехиометрического оксида Cu_xO существуют данные [4], что в HRS состоянии диэлектрик обладает собственным слабым ферромагнетизмом. Его природа основана на

связанных с положительно заряженными кислородными вакансиями электронах. Они могут способствовать ферромагнитной связи между соседними ионами Cu^{1+} и Cu^{2+}. При этом такие области находятся в местах локализации границ зерен с различными фазами оксида меди. То есть там же, где существуют условия для формирования проводящего филамента, обеспечивающего эффект резистивного переключения. Поэтому, данные области, обладая ферромагнетизмом, дополнительно способствуют накоплению никеля, вызывая ускоренную деградацию мемристорных свойств.

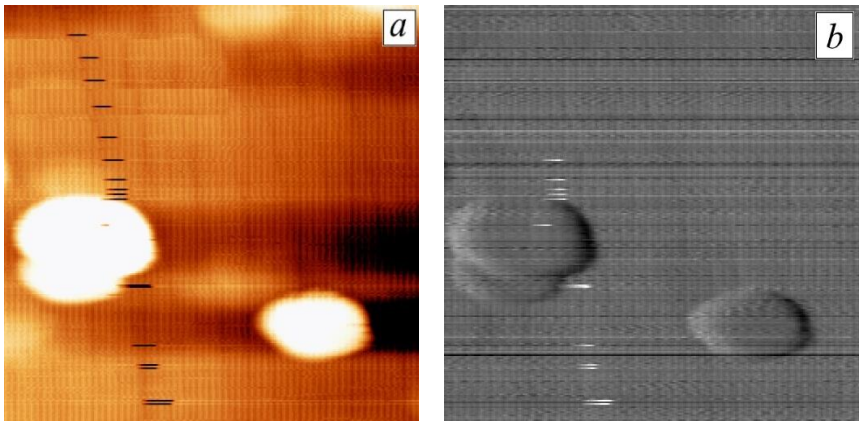


Рис. 1. Морфология (a) и МСМ контраст (b) поверхности пленки Cu_xO *с сформированными проводящими филаментами, обогащенными никелем.*

На изображениях, полученных в режиме магнитной силовой микроскопии (рис. 1) наблюдалось образование плоских областей высотой ~3 нм и латеральными размерами 100−150 нм, которые проявляются на МСМ изображении как однодоменные ферромагнитные частицы.

Стоит обратить внимание, что при интерпретации результатов исследований мемристорных свойств в АСМ следует учитывать ограничения по току, который способен определять микроскоп. То есть, тот факт, что ячейка перестает изменять свое состояние еще не означает её необратимых изменений после малого количества циклов перезаписи. При рассмотрении «классической» структуры с двумя плоскими электродами и соответствующего источника напряжения жизнеспособность ячейки памяти значительно повышается.

Работа выполнена в рамках госзадания FWES-2024-0026.

Список использованной литературы:

1. Robertson J., Wallace R.M. High-K materials and metal gates for CMOS applications // Materials Science and Engineering: R: Reports. 2015. – Vol. 88, p. 1-41.
2. Lübben M., Valov I. Active Electrode Redox Reactions and Device Behavior in ECM Type Resistive Switching Memories // Advanced Electronic Materials. 2019. – Vol. 5(9), p. 1800933.
3. Антонов Д.А., Филатов Д.О., Новиков А.С. и др. Резистивное переключение в отдельных ферромагнитных филаментах мемристорных структур на основе $ZrO_2(Y)/Ni$ // ЖТФ. 2021, – Том 91, Вып. 10, с. 1474-1478.
4. Hu Y.-M., Li Z.-D., Chia C.-H., et. al. Defects-curated bipolar resistive switching and magnetism in Cu_xO films // Applied Surface Science. 2022. – Vol. 601, p. 154215.

УДК 537.622.4

Процессы нуклеации и динамики доменной границы в цилиндрических магнитных проводах с неоднородной анизотропией

Чичай К.А.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, физический факультет, Университет ИТМО

Лобанов И.С.

к.ф.-м.н., доцент физического факультета, Университет ИТМО

Уздин В.М.

д.ф.-м.н., профессор физического факультета, Университет ИТМО

Аннотация. *Процессы нуклеации и движения доменных границ разного типа в ферромагнитных цилиндрических проводах с неоднородной анизотропией и структурными дефектами исследуются на основе микромагнитной модели. Проведены расчеты динамических свойств и эволюции размера и магнитной структуры двух различных типов доменных границ (поперечной и радиальной) при их распространении вдоль оси микропровода под действием электрического тока и внешнего магнитного поля. Найдены величины энергетических барьеров и пути с минимальным перепадом энергии между состояниями с различной конфигурацией доменных границ.*

Ключевые слова: *цилиндрические магнитные провода, динамика движения доменной границы, неоднородная анизотропия, времена жизни*

Domain wall nucleation and dynamics process in cylindrical magnetic wires with inhomogeneous anisotropy

Chichay K.A.

C. Sc., Researcher, Faculty of Physics, ITMO University

Lobanov I.S.

C. Sc., Associate Professor, Faculty of Physics, ITMO University

Uzdin V.M.

Dr. Sc., Professor, Faculty of Physics, ITMO University

Annotation. *Within the framework of the micromagnetic model, the processes of nucleation and dynamics of domain walls of various types in ferromagnetic cylindrical wires with inhomogeneous anisotropy and structural defects are studied. We calculated the dynamic properties and evolution of the size and magnetic structure of two different types of domain walls (transverse and radial) as they propagate along the axis of a microwire under the action of electric current and external magnetic field. The minimal energy paths and energy barriers between states with different domain wall configurations are found.*

Keywords: *cylindrical magnetic wires, domain wall dynamics, non-uniform anisotropy, lifetimes*

Низкоразмерные магнитные системы с цилиндрической симметрией, такие, как нано- и микропровода, представляют большой интерес с точки зрения изучения особенностей процессов их перемагничивания и динамики доменных границ [1]. Форма таких систем определяет ряд свойств, обеспечивающих их преимущество по сравнению с плоскими

структурами для приложений в спинтронике. Например, наличие сильной анизотропии формы и цилиндрической симметрии позволяет стабилизировать осесимметричные магнитные состояния. Благодаря цилиндрической геометрии, подавляется так называемый предел Уокера [2], что позволяет увеличить скорость перемещения доменных границ [3, 4]. Малый пространственный размер таких систем увеличивает роль поверхностных и интерфейсных эффектов, а также дает возможность существенно изменять магнитные характеристики под действием механических напряжений или наведенной анизотропии, что оказывается очень энергоэффективным подходом [5].

Примерами таких сред являются аморфные ферромагнитные микропровода в стеклянной оболочке, получаемые вытягиванием из расплава. Большие механические напряжения, возникающие благодаря связи металл-стекло и процессу вытягивания провода из расплава, приводит к формированию сильной одноосной анизотропии [6]. Доменные границы в таких проводах можно перемещать, прикладывая внешнее магнитное поле или электрический ток. При этом механические напряжения и анизотропия оказываются неоднородными и это влияет на скорость перемещения доменных границ [4, 7].

В докладе будет обсуждаться динамика доменных границ в цилиндрических микро- и нанопроводах со сложным и неоднородным распределением анизотропии по радиусу. Мы приведем результаты моделирования скорости движения и процесса эволюции магнитной структуры для двух различных типов доменных границ (поперечной и радиальной) [8] при распространении вдоль оси микропровода под действием электрического тока и внешнего магнитного поля.

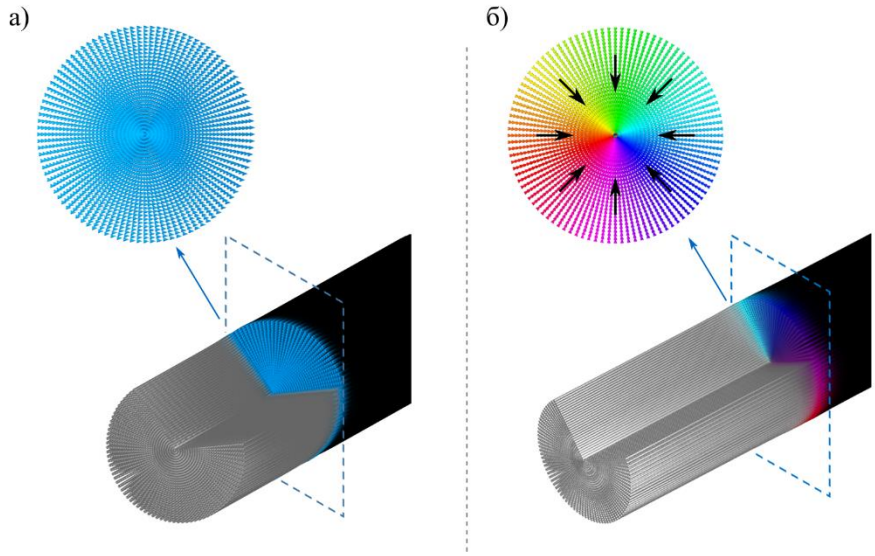


Рис. 1 Трехмерный вид и поперечное сечение цилиндрического провода, визуализирующее магнитную конфигурацию а) поперечной доменной границы, б) радиальной доменной границы. Сечения показывают структуру доменной границы в указанном положении. Черные стрелки задают соответствие между направлением намагниченности и цветом в поперечном сечении.

На Рисунке 1 представлены два типа доменных границ: поперечная (а) и радиальная (б), которые могут сосуществовать в цилиндрических проводах при одних и тех же значениях магнитных параметров. На движение доменной границы влияет наличие дефектов и примесей, которые существуют в реальных образцах, изготовленных из сплавов. Поэтому мы также рассматриваем динамику движения доменной границы в присутствии структурных и

магнитных дефектов как в центральной части, так и на периферии микропровода.

Тенденция к миниатюризации функциональных элементов устройств приводит к проблеме их устойчивости по отношению к тепловым флуктуациям и случайным внешним возмущениям. Поэтому помимо динамики движения доменной границы рассматриваются спонтанные переходы между различными магнитными состояниями. Для различных геометрических размеров проводов найден путь с минимальным перепадом энергии, который задает наиболее вероятный сценарий перехода между разными типами доменной границы и величину энергетического барьера. При переходе от микропроводов к нанопроводам энергетический барьер уменьшается, делая возможными переходы между различными типами доменных границ при комнатной температуре. Исследована также зависимость величины энергетического барьера, необходимого для нуклеации доменной границы каждого типа, от величины внешнего магнитного провода.

Для описания магнитных конфигураций в цилиндрических системах использовалась микромагнитная модель. Динамика моделируется на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Учитывая цилиндрическую симметрию исследуемых систем, все численные расчеты проводятся в цилиндрических координатах. Расчеты были выполнены с использованием разработанного авторами оригинального кода, реализующего конечно-разностную схему дискретизации.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-10028, https://rscf.ru/project/23-72-10028/

1. Alam J, et.al. Cylindrical micro and nanowires: Fabrication, properties and applications // JMMM. – 2020. – 513.
2. Yan M. Beating the Walker Limit with Massless Domain Walls in Cylindrical Nanowires // PRL. – 2010. – 104.
3. Hertel R. Ultrafast domain wall dynamics in magnetic nanotubes and nanowires // J. Phys.: Condens. Matter. – 2016. – 28. – 483002.
4. Chichay K., et. al. Tunable domain wall dynamics in amorphous ferromagnetic microwires // Journal of Alloys and Compounds. – 2020. – 835. – 154843.
5. Бухараев А. А., Звездин А. К., Пятаков А. П., Фетисов Ю. К. Стрейнтроника — новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах // УФН. – 2018. – № 188. –С. 1288–1330.
6. Chiriac H., Ovari T.–A., Zhukov A. Magnetoelastic anisotropy of amorphous microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2003. – 469. – P. 254-255.
7. Zhukova, V., Corte-Leon, P., González-Legarreta, L., Talaat, A., Blanco, J.M., Ipatov, M., Olivera, J. and Zhukov A. Review of domain wall dynamics engineering in magnetic microwires // Nanomaterials. – 2020. –10(12). – 2407.
8. Chichay K., Lobanov I., Uzdin V., The structure of magnetic domain walls in cylindrical nano- and microwires with inhomogeneous anisotropy // Nanosystems: physics, chemistry, mathematics. – 2024. – №15(1). – P.55-59.

УДК 538.955

Исследование типов доменной структуры аморфных микропроводов на основе железа с помощью магнитно-силовой микроскопии

Аксенов О.И.

к.ф-м.н., н.с. ИФТТ РАН

Фукс А.А.

м.н.с. ИФТТ РАН,

аспирант НИУ «Высшая школа экономики»

Божко С.И.

к.ф.-м.н., с.н.с. ИФТТ РАН

Аронин А.С.

д.ф.-м.н., профессор, г.н.с. ИФТТ РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию поверхностной доменной структуры аморфных микропроводов на основе железа. В силу сложного напряженного состояния таких объектов в их поверхностном слое (глубиной несколько мкм) возникает сложная доменная структура, состоящая из зигзагообразных и кольцевых доменов. Посредством последовательного однородного химического травления поверхностного слоя и последующих магнитно-силовых измерений изучено изменение поверхностной доменной структуры по глубине микропровода. Также изучено изменение поверхностной доменной структуры исходных микропроводов вдоль их длины. Анализируются ключевые факторы существования различных типов доменной структуры (зигзагообразной, кольцевой, лабиринтной) в поверхностном слое микропровода.*

Ключевые слова: *аморфный микропровод, положительная магнитострикция, манитно-силовая микроскопия, доменная структура, поверхность*

Study of the types of domain structure of iron-based amorphous microwires using magnetic force microscopy

Aksenov O.I.

PhD, researcher, ISSP RAS

Fuks A.A.

Junior researcher, ISSP RAS,

PhD student, HSE University

Bozhko S.I.

PhD, senior researcher, ISSP RAS

Aronin A.S.

Dr. Sc., Professor, chief researcher, ISSP RAS

Annotation. *The work is devoted to the study of the surface domain structure of iron-based*

amorphous microwires. Due to the complex stress state of such objects, a complex domain structure consisting of zigzag and ring domains appears in their surface layer (several microns deep). By means of sequential uniform chemical etching of the surface layer and subsequent magnetic force measurements, the change in the surface domain structure along the depth of the microwire was studied. The change in the surface domain structure of the original microwires along their length was also studied. The key factors for the existence of various types of domain structure (zigzag, ring, maze) in the surface layer of a microwire are analyzed.

Keywords: *amorphous microwire, positive magnetostriction, magnetic force microscopy, domain structure, surface*

Аморфные ферромагнитные микропровода являются материалом перспективным для применения в чувствительных элементах датчиков магнитного поля и деформации. Микропровода, полученные методом Улитовского-Тейлора, обладают неоднорным напряженно-деформированным состоянием. В тонком поверхностном слое таких объектов сосредоточены сильные сжимающие напряжение (величиной несколько ГПа), а в центральном слое преобладают растягивающие напряжения (величиной несколько сотен МПа). В совокупности с ненулевой магнитострикцией такие напряжения приводят к формирования композиционной магнитной структуры [1]. В случае проводов с положительной магнитострикцией принято считать, что в микропроводе существует две доменные области: 1) центральная – с намагниченностью, ориентированной вдоль оси микропровода; 2) поверхностная, представляющая собой кольца с радиальным направлением намагниченности. Такая структура определяет важные для микропровода свойства, например, бистабильность.

Одним из наиболее перспективных направлений применения аморфных микропроводов является построение на их основе сенсоров деформации и магнитного поля на базе эффекта гигантского магнитного импеданса (ГМИ). ГМИ эффект заключается в увеличении импеданса проводника во внешнем магнитном поле на величину более 60 %. В ряде случаев она может достигать нескольких сотен процентов ГМИ эффект достигается при протекании через аморфные микропровод токов высокой частоты, при которых, в общем случае, наблюдается скин-эффект. Ключевую роль в данном случае играет циркулярная магнитная проницаемость поверхностного слоя микропровода и его электрическое сопротивление. По этой причине важным для достижения наилучших показателей ГМИ эффекта является понимание доменной структуры таких объектов. Ранее в работе [2] было показано, что поверхностная доменная структура микропроводов на основе железа (с положительной магнитострикцией) может состоять не только из кольцевых доменов, но и доменов, имеющих лабиринтную и загзагообразную структуры. При этом относительно оси микропровода магнитный момент таких доменов преимущественно ориентирован в радиальном направлении. Такая структура не соответствует модельной доменной структуре, принятой до недавнего времени [1]. Понимание стабильности подобной структуры вдоль длины и глубины микропровода, а также факторов, определяющих ее возникновение, является важным для понимания эволюции доменной структуры в микропроводах с положительной магнитострикцией и управления величиной ГМИ-эффекта в них.

В данной работе методом зондовой микроскопии проведено комплексное исследование доменной структуры микропроводов на основе железа вдоль длины и глубины (при химическом травлении поверхностного слоя с использованием ингибитора коррозии и глицерина для минимизации неравномерности травления и возникновения пор на

поверхности). Проведен детальный анализ поверхности и геометрических размеров микропроводов, исследованных методом сканирующей электронной микроскопии. Изучены различные типы доменной структуры, возникающие в поверхностном слое микропровода. Обсуждаются причины их возникновения. Один из исследованных типов доменной структуры (наклонная кольцевая доменная структура) представлен на рисунке 1.

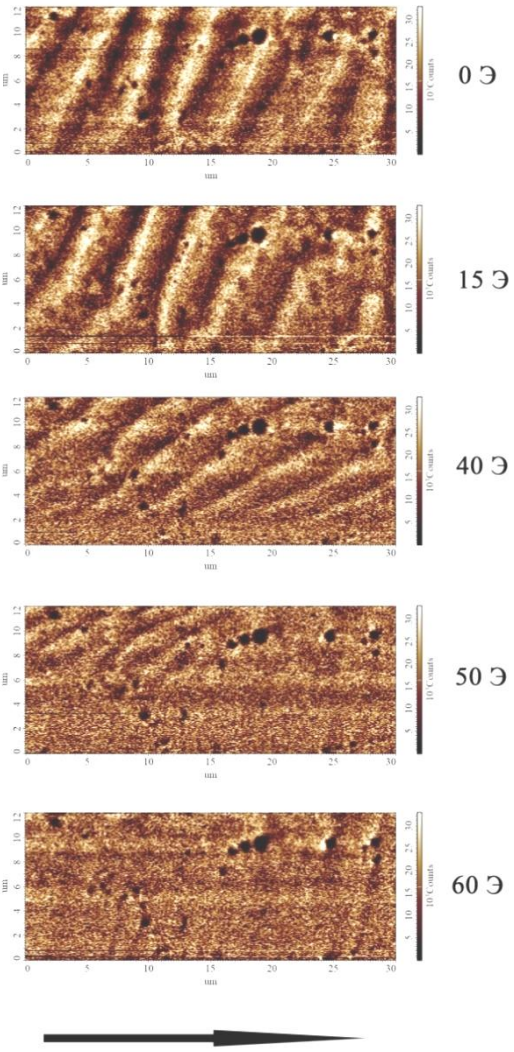


Рис. 1. Магнитно-силовое изображение наклонной кольцевой доменной структуры поверхностного слоя и ее эволюция с полем (стрелкой показано направление приложения магнитного поля, совпадающее с осью микропровода)

Список использованных источников:

1. Chiriac H., Ovari T. A., Pop G. Internal stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires // Physical Review B. – 1995. – Vol. 52. – pp. 10104-10113.

2. Aksenov O.I., Bozhko S.I., Fuks A.A., Aronin A.S. Observation of zigzag domains in the surface layer of Fe-based microwires by magnetic force microscopy // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2024. – Vol. 591, Iss. 1. – P. 171772.

УДК 537.622

Магнитная структура и гистерезисные характеристики сплава с эффектом памяти формы $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$

Харитонский П.В., д.ф.-м.н., в.н.с., **Николаев В.И.**, к.ф.-м.н., зав. лаб.,
Крымов В.М., к.ф.-м.н., с.н.с.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Сергиенко Е.С.

к.ф.-м.н., доцент, Санкт-Петербургский государственный университет

Гареев К.Г.

к.т.н., доцент, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

Ралин А.Ю.

к.ф.-м.н., доцент, Дальневосточный федеральный университет

Аннотация. *Исследованы магнитные свойства сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ с эффектом памяти формы. Показано влияние особенностей кристаллической структуры на параметры магнитного гистерезиса. Для сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$, магнитное состояние которого является многодоменным, предложен подход к оценке гистерезисных характеристик на основе модели магнитостатически взаимодействующих однодоменных частиц с эффективной спонтанной намагниченностью.*

Ключевые слова: *сплав с эффектом памяти формы, двойникование, магнитные домены, магнитный гистерезис, намагниченность, коэрцитивность, магнитостатическое взаимодействие*

Magnetic structure and hysteresis characteristics of shape memory alloy $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$

Kharitonskii P.V., Dr. Sci., lead. res., **Nikolaev V.I.**, Ph. D., head of lab.,
Krymov V.M., Ph. D., senior res.

Ioffe Institute

Sergienko E.S., Ph. D., assoc. prof.

Saint Petersburg University

Gareev K.G., Ph. D., assoc. prof.

Saint Petersburg Electrotechnical University

Ralin A.Yu., Ph. D., assoc. prof.

Far Eastern Federal University

Annotation. *The magnetic properties of the shape memory alloy $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ have been studied. The influence of features of the crystal structure on the parameters of magnetic hysteresis is shown. For $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ alloy, the magnetic state of which is multi-domain, an approach to estimating the hysteresis characteristics is proposed based on a model of magnetostatically interacting single-domain particles with effective spontaneous magnetization.*

Keywords: *shape memory alloy, twinning, magnetic domains, magnetic hysteresis, magnetization, coercivity, magnetostatic interaction*

К одной из систем, на основе которых возможно получение ферромагнитных сплавов Гейслера с эффектом памяти формы (ФСПФ), относится Ni–Fe–Ga–Co. Некоторые сплавы, относящиеся к данной системе, например, $Ni_{55-x}Ga_{27}Fe_{18}Co_x$ [1], $Ni_{52}Fe_{17}Ga_{27}Co_4$ [2], $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ [3] характеризуются сравнительно высокими температурами мартенситного превращения и точки Кюри, которые могут быть изменены за счет варьирования состава и условий термообработки с удельным магнитным моментом, достигающим 40–90 А·м^2/кг [4–6]. Одной из важных решаемых задач в области исследования ФСПФ является снижение управляющего магнитного поля с ~1 до ~0,1 Тл [7], что напрямую связано с магнитными характеристиками сплава.

Целью настоящей работы являлось исследование магнитных свойств сплава Ni–Fe–Ga–Co с эффектом памяти формы и оценка взаимосвязи кристаллической структуры и магнитного состояния с параметрами магнитного гистерезиса. Теоретический расчет гистерезисных характеристик сплава проводился на основе микромагнитной модели магнитостатически взаимодействующих однодоменных частиц с эффективной спонтанной намагниченностью [8].

Исследуемый кристалл сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ в форме цилиндра диаметром 6 мм и высотой 10 мм был выращен методом Чохральского вдоль направления [100] при скорости вытягивания 1 мм/мин [3]. Образец был отожжен при температуре 1150 °С в течение 1 ч в аргоновой атмосфере с последующей закалкой в воде. Для проведения исследований состава, морфологии поверхности и магнитных свойств использовался диск диаметром 6 мм и толщиной 0,9 мм, полученный методом искровой резки из первоначального образца.

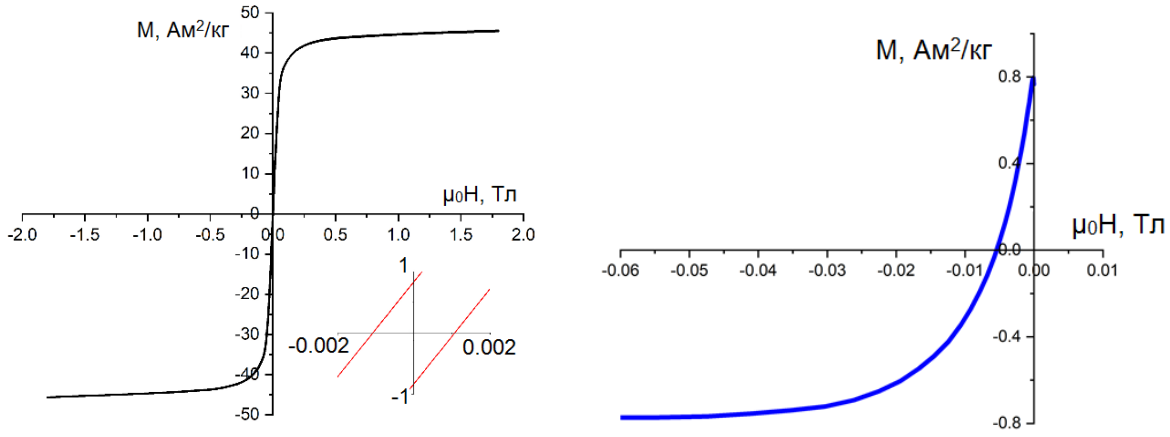
Микроскопические исследования проводились с использованием сканирующего электронного микроскопа S-3400N (Hitachi, Япония) с аналитической приставкой рентгеноспектрального микроанализа (РСМА). Петля магнитного гистерезиса и кривая разрушения остаточной намагниченности насыщения в поле противоположного направления были построены с помощью вибрационного магнитометра LakeShore 7410 (Lake Shore Cryotronics Inc., США) при температуре 295 К.

Элементный состав, полученный методом РСМА, представлен в таблице 1. Показано, что атомарный состав образца соответствуют заданному ($Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$). Ранее для этого образца проводились исследования калориметрических и механических характеристик [3].

Таблица 1. Элементный состав образца сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$, полученный методом РСМА

Химический элемент	Атомная доля, %
Железо	18±1
Кобальт	6±1
Никель	50±1
Галлий	26±1

Экспериментальные кривые магнитного гистерезиса с центральной частью и кривая разрушения остаточной намагниченности насыщения приведены на рисунке 1. Значения намагниченности насыщения M_s, остаточной намагниченности M_{rs}, коэрцитивной силы H_c и коэрцитивной силы по остаточной намагниченности H_{cr} приведены в таблице 2.



а б

Рис. 1. Петля гистерезиса с центральной частью (а) и кривая разрушения остаточной намагниченности насыщения M_{rs} (б) образца сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$

Таблица 2. Параметры гистерезиса образца сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ при температуре 295 К

$\mu_0 H_c$, мТл	$\mu_0 H_{cr}$, мТл	M_s, А·м²/кг	M_{rs}, А·м²/кг	H_{cr}/H_c	M_{rs}/M_s
1,10	5,80	45,00	0,84	5,27	0,02

Анализ магнитных свойств образца проводился на основе подходов микромагнетизма и магнитной гранулометрии (см., например, [8]). Магнитное состояние образцов на основе системы Ni–Fe–Ga–Co, подобных изученному сплаву, исследовалось методом керровской микроскопии [2, 9]. Такие образцы являются многодоменными и содержат большое количество полосовых доменов с характерной шириной в диапазоне порядка 10 и более микрометров и значительно более тонкими доменными стенками, а также пересекающими магнитные домены поперечными полосами двойникования (см., например [2]). На наш взгляд в части кристаллических и магнитных свойств эти области не являются однородными. То есть внутри этих полосовых «доменов» можно выделить области размером порядка 10 мкм и при отсутствии внешнего поля считать их отдельными магнитостатически взаимодействующими частицами с эффективной спонтанной намагниченностью $I_{rs\,eff}$. При этом вкладом в остаточную намагниченность насыщения образца M_{rs}, вносимым тонкими доменными стенками, можно пренебречь в рамках используемой модели магнитостатически взаимодействующих однодоменных частиц с эффективной спонтанной намагниченностью [8].

Низкое значение коэрцитивной силы H_c (1,1 мТл) позволяет предположить возможность использования магнитных полей менее 0,1 Тл для управления деформацией памяти формы в ФСПФ. Теоретическая оценка спонтанных намагниченностей $I_{s\,eff}$ (порядка 318 кА/м) и $I_{rs\,eff}$ (порядка 30–60 кА/м) в рамках примененной модели позволяет сделать следующие выводы. Сплав $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ имеет спонтанную намагниченность меньше, чем у чистого никеля (510 кА/м), что может объясняться особенностями кристаллической структуры (двойникование и др.). Значение $I_{rs\,eff}$ (в нулевом внешнем поле) может быть обусловлено восстановлением многодоменной структуры, наличием вихревых образований и доменных стенок.

Благодарности. *Работы выполнены с использованием оборудования ресурсного центра «Инновационные технологии композитных наноматериалов» Научного парка СПбГУ.*

Список использованных источников:

1. Imano Y., Omori T., Oikawa K., Sutou Y., Kainuma R., Ishida K. Martensitic and magnetic transformations of Ni–Ga–Fe–Co ferromagnetic shape memory alloys // Mater. Sci. Eng. A. – 2006. – V. 438–440. – P. 970–973.
2. Hu Q., Yang L., Zhou Z., Huang Y., Li J., Li J. Orientation Relationship Between Magnetic Domains and Twins in $Ni_{52}Fe_{17}Ga_{27}Co_4$ Magnetic Shape Memory Alloy // Metall. Mater. Trans. A Phys. Metall. Mater. Sci. – 2017. – V. 48. – P. 2675–2681.
3. Nikolaev V.I., Stepanov S.I., Yakushev P.N., Krymov V.M., Kustov S.B. Burst-like Shape Recovery and Caloric Effects in Ni–Fe–Ga–Co Single Crystalline Shape Memory Alloys // Intermetallics. – 2020. – V. 119. – Article 106709.
4. Zheng H., Xia M., Liu J., Huang Y., Li J. Martensitic Transformation of $(Ni_{55.3}Fe_{17.6}Ga_{27.1})_{100-x}Co_x$ Magnetic Shape Memory Alloys // Acta Mater. – 2005. – V. 53. – P. 5125–5129.
5. Liu J., Scheerbaum N., Gutfleisch O. Comparative Study of Structural and Magnetic Properties of Bulk and Powder $Ni_{52}Fe_{17}Ga_{27}Co_4$ Magnetic Shape Memory Alloy // IEEE Trans. Magn. – 2008. – V. 44. – P. 3025–3027.
6. Liu J., Scheerbaum N., Hinz D., Gutfleisch O. Martensitic Transformation and Magnetic Properties in Ni-Fe-Ga-Co Magnetic Shape Memory Alloys // Acta Mater. – 2008. – V. 56. – P. 3177–3186.
7. Namvari M., Laitinen V., Sozinov A., Saren A., Ullakko K. Effects of 1 at. % Additions of Co, Fe, Cu, and Cr on the Properties of Ni-Mn-Ga-Based Magnetic Shape Memory Alloys // Scr. Mater. – 2023. – V. 224. – Article 115116.
8. Kharitonskii P., Bobrov N., Gareev K., Kosterov A., Nikitin A., Ralin A., Sergienko E., Testov O., Ustinov A., Zolotov N. Magnetic granulometry, frequency-dependent susceptibility and magnetic states of particles of magnetite ore from the Kovdor deposit // J. Magn. Magn. Mater. – 2022. – V. 553. – Article 169279.
9. McCord J. Progress in Magnetic Domain Observation by Advanced Magneto-Optical Microscopy. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2015. – V. 48. – Article 333001.

УДК 537.622

Эквивалентная модель ферримагнетика для микромагнитного моделирования

Антонов В.А.

инженер-исследователь лаборатории плёночных технологий ДОиЭФ ИНТиПМ ДВФУ

Летушев М.Е.

инженер-исследователь лаборатории плёночных технологий ДОиЭФ ИНТиПМ ДВФУ

Стеблий М.Е.

к. ф.-м. н., доцент ДОиЭФ ИНТиПМ ДВФУ

Аннотация. *В работе предложена эквивалентная модель, позволяющая моделировать процессы и состояния в ферримагнитных сплавах с использованием стандартных пакетов программ для микромагнитного моделирования. Результаты моделирования сравнивались с экспериментальными результатами, показавшими качественное совпадение для следующих экспериментов: 1) зависимость результирующей намагниченности ферримагнитного сплава от взаимной концентрации компонентов и температуры; 2) петли гистерезиса ферримагнетиков в сильных полях; 3) параметры стабилизации и токоиндуцированного движения скирмионов.*
Ключевые слова: *спин-орбитроника, ферримагнетик, микромагнитное моделирование.*

An equivalent ferromagnetic model for micromagnetic modeling

Antonov V.A.

Research engineer at the Film Technology Laboratory, Department of general and experimental physics, IHT&AM, Far Eastern Federal University

Letushev M.E.

Research engineer at the Film Technology Laboratory, Department of general and experimental physics, IHT&AM, Far Eastern Federal University

Stebliy M.E.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, department of general and experimental physics, IHT&AM, Far Eastern Federal University

Annotation. *The paper proposes an equivalent model that allows simulating processes and states in ferromagnetic alloys using standard software packages for micromagnetic modeling. The simulation results were compared with the experimental results, which showed a qualitative match for the following experiments: 1) dependence of the resulting magnetization of a ferrimagnetic alloy on the mutual concentration of components and temperature; 2) hysteresis loops of ferrimagnets in strong fields; 3) parameters of stabilization and current-induced motion of skyrmions.*
Keywords: *spin-orbitronics, ferrimagnet, micromagnetic modeling.*

Ферримагнитные среды являются перспективными кандидатами для развития спинтроники благодаря их высокой стабильности и эффективности токоиндуцированного воздействия [1]. Одним из важных инструментов спинтроники является микромагнитное моделирование. Этот подход показал свою полезность при изучении систем на основе ферромагнетиков, но в случае ферримагнетиков он неприменим.

В данной работе предлагается эквивалентная модель, позволяющая моделировать

ферримагнетики в стандартных пакетах программ для ферромагнетиков. Применимость модели проверяется путем сравнения результатов моделирования с различными экспериментальными исследованиями, что дает качественное согласие.

В простейшем случае ферримагнетики представляют собой аморфные сплавы ферромагнитных (ФМ) и редкоземельных (РЗ) атомов, например, CoTb или FeGd. В результате, магнитная структура ферримагнетика представляет собой две вложенные магнитные подрешетки. Различная природа магнитных моментов делает подрешетки неравными; между ними возникает антиферромагнитное упорядочение, а результирующая намагниченность определяется разностью вкладов между подрешётками.

Для анализа ферримагнитных структур предлагается следующая модель. Устанавливаются два слоя одинаковой и фиксированной толщины, один из которых выполняет функцию ферромагнитного материала (ФМ), а второй – редкоземельного (РЗ) (рис. 1(a)). Для ФМ слоя задаются следующие параметры: намагниченность насыщения Ms (ФМ), энергия обменного взаимодействия, энергия перпендикулярной магнитной анизотропии K и энергия взаимодействия Дзялошинского-Мория (DMI). Для слоя РЗ задаются только намагниченность насыщения M_s (РЗ) и отрицательная энергия межслоевого обменного взаимодействия, все остальные энергии равны нулю.

С помощью программы MuMax3 [2] были проведены три типичных для ферримагнетиков эксперимента: 1) зависимость результирующей намагниченности от взаимной концентрации атомов; 2) зависимость результирующей намагниченности от температуры; 3) петля магнитного гистерезиса в сильных полях.

В первом случае для моделирования изменения концентрации намагниченность насыщения слоев изменяется взаимозависимо, что позволит определить стандартную зависимость результирующей намагниченности, проходящей через точку компенсации, (рис. 1(b)). При фиксированной концентрации изменение температуры также позволяет пройти точку компенсации (рис. 1(c)).

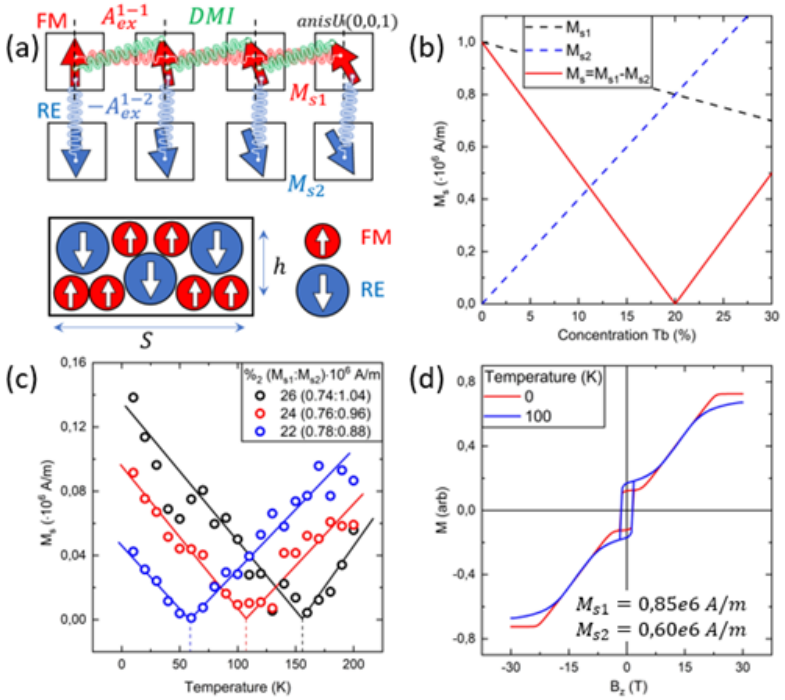


Рис. 1. a) Схематическое изображение учитываемых параметров для ферримагнитных сред: красные пружины – прямое обменное взаимодействие (Aex); зеленые пружины – антисимметричное обменное взаимодействие (DMI); пунктирная линия – ось анизотропии, синие пружинки – антиферромагнитное обменное взаимодействие между подрешетками ФМ и РЗ. b) Зависимость результирующей намагниченности и вкладов каждой из подрешеток, определенных на основе предложенной аналитической модели. c) Температурные зависимости намагниченности насыщения, полученные в результате моделирования для трех различных составов. d) Результаты моделирования петель гистерезиса по предложенной модели для различных температур.

Такое поведение связано с тем, что магнитные моменты атомов РЗЭ имеют сферимагнитное упорядочение: они образуют конус вдоль оси ориентации ФМ-моментов [3]. С ростом температуры в результате термодинамических флуктуаций раскрытие этого конуса увеличивается, а проекция на ось ФМ уменьшается, что эквивалентно уменьшению вклада второй подрешетки. Полученная зависимость в диапазоне температур около точки компенсации соответствует результату аналитического моделирования [4].

Третий эксперимент показывает моделирование петли гистерезиса в высоких полях (рис. 1(d)). В малых полях намагниченность в подрешетках переключается в противоположную сторону, в результате чего в центральной части зависимости наблюдается прямоугольная петля. При дальнейшем увеличении поля магнитная структура находится в стационарном состоянии: подрешетка с большим магнитным моментом ориентируется по полю, с меньшим — в противоположном направлении за счет антиферромагнитного обменного взаимодействия. Однако при определенном значении внешнее поле становится больше эффективного поля обменного взаимодействия, и в системе нарушается коллинеарное упорядочение: намагниченность в подрешетке с меньшим магнитным моментом начинает плавно вращаться вдоль поля. Предложенная двухслойная модель ферримагнетика позволяет качественно повторить экспериментальные зависимости.

Дополнительно в работе было проведено: 1) определена область стабилизации скирмиона по магнитным параметрам; 2) изучалось токоиндуцированное движение, которое показало увеличение скорости на порядок по сравнению со случаем ФМ и практически полное отсутствие скирмионного эффекта Холла; 3) было исследовано переключение, индуцированное вращающим моментом вращения.

Благодарности
Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки России по государственному заданию (проект № FZNS-2023-0012).

Список использованных источников:

1. G. Sala, P. Gambardella. Ferrimagnetic Dynamics Induced by Spin-Orbit Torques // Adv. Mater. Interfaces, vol. 9 - 2022.
2. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances 4, 107133 – 2014.
3. B. Hebler, A. Hassdenteufel, P. Reinhardt, M. Albrecht Ferrimagnetic Tb – Fe Alloy thin films: composition and thickness dependence of magnetic properties and all-optical switching // Frontiers in Materials, vol. 3 - 2016.
4. K. Kim, S. Kim, Y. Hirata, S. Oh, T. Tono, D. Kim, T. Okuno, W. Ham, S. Kim, G. Go, Y. Tserkovnyak, A. Tsukamoto, T. Moriyama, K. Lee, T. Ono Fast domain wall motion in the vicinity of the angular momentum compensation temperature of ferrimagnets // Nature Materials, vol. 16 – 2017. – pp1187 – 1192.

УДК 537.611

Нелинейная связанная динамика магнитных вихрей в СТНО

Антонов Г.И.

аспирант кафедры теоретической физики ФГБОУ ВО УУНиТ

Звездин К.А.

к.ф.-м. н., снс ООО «Новые спинтронные технологии», Москва

Екомасов Е.Г.

д.ф.-м. н., профессор кафедры теоретической физики ФГБОУ ВО УУНиТ

Аннотация. *Исследована связанная динамика вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах под действием спин-поляризованного тока. Рассмотрен случай, когда наноосциллятор имеет три магнитных слоя (содержащих магнитные вихри), разделенных немагнитной прослойкой меди. С помощью аналитических и численных методов изучена нелинейная динамика магнитостатически связанных магнитных вихрей. Найдены частоты и диапазон токов, при котором наблюдается стационарный режим связанных колебаний вихрей. Показано, что при численном расчете для случая трех магнитных слоев получаются частоты стационарных связанных колебаний меньшие, чем предсказывает теория, построенная на эффективных уравнениях для координат центра вихря.*

Ключевые слова: *спин-трансферный наноосциллятор, магнитные вихри, нелинейная динамика намагниченности.*

Nonlinear coupled dynamics of magnetic vortices STNO

Antonov G.I.

Postgraduate student of the Department of Theoretical Physics of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education, Ufa University of Science and Technology

Zvezdin K.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher at New Spintron Technologies LLC, Moscow

Ekomasov E.G.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of theoretical physics, Ufa University of Science and Technology

Annotation. *The coupled dynamics of vortices in spin-transfer nanooscillators under the action of a spin-polarized current has been studied. The case is considered when the nanooscillator has three magnetic layers (containing magnetic vortices) separated by a non-magnetic copper layer. Using analytical and numerical methods, the nonlinear dynamics of magnetostatically coupled magnetic vortices has been studied. The frequencies and range of currents at which a stationary mode of coupled vortex oscillations is observed are found. It is shown that numerical calculations for the case of three magnetic layers yield frequencies of stationary coupled oscillations that are lower than those predicted by theory, built on effective equations for the coordinates of the vortex center.*

Keywords: *spin-transfer nanooscillator, magnetic vortices, nonlinear dynamics of magnetization.*

Известно, что в магнитных наноструктурах между током и намагниченностью может возникнуть прямое (контактное) взаимодействие. Этот эффект обусловлен переносом спинового момента и имеет квантовую природу. Системы, в которых таким образом возбуждается прецессия намагниченности, называются спин-трансферными нано-осцилляторами (СТНО). СТНО часто представляют собой трехслойные магнитные наноцилиндры [1]. Вихревые СТНО характеризуются тем, что их магнитные слои содержат магнитный вихрь, динамика которого и обеспечивает микроволновую радиацию. Хорошо исследована динамика вихря в трехслойном одно- и двухвихревом СТНО. Показано, что с помощью спин-поляризованного тока и магнитного поля можно управлять динамикой и структурой вихрей [1, 2]. Спин-поляризованный ток может вызвать осцилляции намагниченности. Показано, что для описания гиротропного движения вихря можно использовать уравнения Тиля [3-5]. Динамика магнитостатически связанных магнитных вихрей в двухвихревых СТНО [6-8] в значительной степени зависят от взаимной ориентации намагниченности в центре вихрей. В такой системе связанных вихрей увеличивается число возможных состояний, определяемых параметрами полярности и киральности вихрей, которые можно использовать для прикладных целей, например, при создании магнитной памяти. Для случая пятислойной структуры с тремя магнитными слоями пока проведено крайне ограниченное количество исследований. В основном исследовался случай однородно намагниченного одного свободного магнитного слоя [9-10]. В данной работе проведен анализ динамики трех связанных вихрей в пятислойной цилиндрической наноструктуре малого диаметра под влиянием спин поляризованного тока.

Рассмотрим проводящий пятислойный нанодиск, три одинаковых слоя которого магнитные, состоящие из пермаллоя, а лежащие между ними слои, проводящие, но немагнитные. Состав пермаллоя – $Ni_{80}Fe_{20}$, его краткое обозначение Py. Пусть в каждом из магнитных слоев существует магнитный вихрь, как основное состояние. Для приближенного аналитического исследования стационарной динамики таких вихрей одинаковой киральности можно использовать эффективные уравнения для векторов $\boldsymbol{r_1}(t)$ и $\boldsymbol{r_2}(t)$, $\boldsymbol{r_3}(t)$, определяющих положения центров вихрей [6]. Энергию этой системы будем брать в приближении парного взаимодействия слоев. Вычисленные собственные частоты связанной динамики трех одинаковых вихрей имеют вид:

$$\omega_1 = \omega_0 - \sqrt{2}\tilde{\mu}, \omega_2 = \omega_0,\ \omega_3 = \omega_0 + \sqrt{2}\tilde{\mu},\ \omega_0 = \frac{k}{G},\ \tilde{\mu} = \frac{\mu}{G}, \qquad (1)$$

где $\tilde{\mu}-$ коэффициент, описывающие магнитостатическую энергию взаимодействия вихрей, $k-$ коэффициент квазиупругости вихря, G – величина гировектора. Сравнение с результатом полученном для случая структуры с двумя магнитными слоями [1] показывает, что максимальная собственная частота стационарной динамики системы трех вихрей $\left(\omega_{\max}^{(3)} = \omega_3\right)$ больше частоты системы с двумя вихрями $\left(\omega_{\max}^{(2)} = \omega_0 + +\tilde{\mu}\right)$.

Для прямых численных расчетов нелинейной динамики намагниченности был использован пакет SpinPM [1,8]. Исследована связанная динамика трех магнитных вихрей для наностолбика с тремя одинаковыми магнитными слоями толщиной 15 нм и диаметром 120 нм, разделенных двумя немагнитными слоями толщиной 10 нм. Магнитные параметры такого наноцилиндра будем брать равными [8]: M_s= 700 Эрг/Гс·см^3, обменная жесткость A= 1.2·10^{-6} Эрг/см для, постоянная затухания Гильберта α = 0.01, гиромагнитное отношение γ = 2.0023·10^7 (Э·сек)$^{-1}$. В начальный момент времени в трех слоях Py, киральности вихрей одинаковы и соответствуют направлению вращения по часовой стрелке. Направление намагниченности в

центре вихрей одинаково и направлено вверх. Компьютерное моделирование показало, что, как и для случая с двумя такими же магнитными слоями, режим стационарных колебаний начинается при достаточно больших величинах тока. Описаны траектории движения вихрей. Построены графики зависимости частоты связанных стационарных колебаний вихрей от величины тока. Показано, что частота с увеличением тока увеличивается прямолинейно, но она, в отличии от предсказаний теории, заметно меньше, чем для случая двух одинаковых магнитных слоев. При увеличении тока до некоторой критической величины, происходит вылет вихря за край наноцилиндра в третьем магнитном слое. Образуется новая структура с двумя связанными вихрями, а в третьем магнитном слое намагниченность вращается в каждой точке с частотой вихрей. При этом частота новой структуры заметно увеличивается по сравнению со случаем трех вихрей и также практически линейно зависит от тока. Однако, она все еще меньше по величине, чем для случая двух одинаковых магнитных слоев.

Список использованной литературы:

1. K.A. Zvezdin, E.G. Ekomasov, Spin Currents and Nonlinear Dynamics of Vortex Spin Torque Nano-Oscillators// Phys. Metals Metallografy, 123, (2022), 201.
2. Звездин А.К., Хвальковский А.В., Звездин К.А. Обобщенное уравнение Ландау-Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах // УФН. 2008. В. 178. № 4. Р. 436– 442.
3. Khvalkovskiy A.V., Grollier J., Dussaux A., Zvezdin K.A., Cros V. Vortex oscillations induced by spin-polarized current in a magnetic nanopillar: Analytical versus micromagnetic calculations // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 140401.
4. Gaididei Y., Kravchuk V., Sheka D. Magnetic Vortex Dynamics Induced by an Electrical Current // International J. Quantum Chemistry. 2010. V. 110. P. 8397.
5. Ivanov B.A., Zaspel E. Excitation of Spin Dynamics by Spin-Polarized Current in Vortex State Magnetic Disks // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 247208.
6. Guslienko K.Yu., Buchanan K.S., Bader S.D., Novosad V. Dynamics of coupled vortices in layered magneticnanodots //Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. P. 223112.
7. Cherepov B.C., Koop A.Y., Galkin R.S. Khymyn B.A., Ivanov D.C., Worledge V., Korenivski. Core-core dynamics in spin vortex pairs // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 097204.
8. N. Locatelli, A.E. Ekomasov, A.V. Khvalkovskiy, S.A. Azamatov, K.A. Zvezdin, J. Grollier, E.G. Ekomasov, V. Cros, Reversal process of a magnetic vortex core under the combined action of a perpendicular field and spin transfer torque, // Appl. phys. lett. 102, (2013),
9. C.E. Zaspel, E.G. Galkina, B.A. Ivanov High-Frequency Current-Controlled Vortex Oscillations in Ferrimagnetic Disks //Phys. Rev. Applied 12**,** 044019 (2019)
10. Chun-Yeol You Micromagnetic Simulations for Spin Transfer Torque in Magnetic Multilayers// Journal of Magnetics 17(2), 73-77 (2012).

УДК 537.6

Модель фрактальной термодинамики в исследовании температурного поведения доменной структуры монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$

Пастушенков Ю.Г.

д.ф.м.н., профессор, Физико-технический факультет ТвГУ

Михеев С.А.

к.ф.м.н., доцент, Математический факультет ТвГУ

Цветков А.И.

ассистент, Математический факультет ТвГУ

Цветков В.П.

д.ф.м.н., профессор, Математический факультет ТвГУ

Цветков И.В.

д.ф.м.н., профессор, Математический факультет ТвГУ

Аннотация. *В модели фрактальной термодинамики исследуется температурная зависимость доменной структуры монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$. Установлена корреляция между фрактальными параметрами и энергией доменных границ γ.*

Ключевые слова: *доменная структура, фрактальная термодинамика, фазовый переход*

A model of fractal thermodynamics in the study of the temperature behavior of the domain structure of $Nd_2Fe_{14}B$ single crystal

Pastushenkov Yu.G.

Dr.Sc., professor, Faculty of Physics and Technology of Tver State University

Mikheev S.A.

Ph.D., assistant professor, Faculty of Mathematics of Tver State University

Tsvetkov A.I.

assistant, Faculty of Mathematics of Tver State University

Tsvetkov V.P.

Dr.Sc., professor, Faculty of Mathematics of Tver State University

Tsvetkov I.V.

Dr.Sc., professor, Faculty of Mathematics of Tver State University

Annotation. *The temperature dependence of the domain structure of the $Nd_2Fe_{14}B$ single crystal is studied in the fractal thermodynamics model. A correlation has been established between fractal parameters and the energy of domain walls γ.*

Keywords: *domain structure, fractal thermodynamics, phase transition*

Метод фрактальной термодинамики (ФТ), предложенный в работах [1, 2], применен для анализа температурного поведения магнитной доменной структуры (ДС) на базисной плоскости монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$ в виде пластины диаметром 3 мм и толщиной 0,96 мм в широком интервале температур 10-285 К. Для наблюдений и регистрации ДС использован

метод полярного эффекта Керра. Методика эксперимента описана в работе [3].

В работе получены и исследованы микрофотографии ДС, представленные двумя сериями рисунков. 1-я серия получена при температурах Т, К=20, 113, 115, 118, 120, 125, 135, 140, 155, 200, 285 К, 2-я серия – при Т, К=4, 58, 80, 95, 100, 125, 130, 136 К.

На рис. 1 приведены по 2 микрофотографии ДС монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$ из 1-й и 2-й серий.

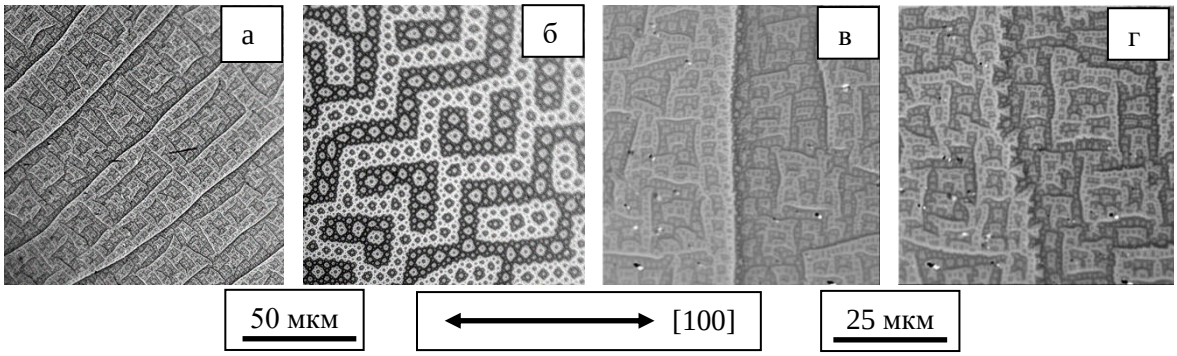


*Рис. 1. (*а*) и (*б*) – микрофотографии ДС монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$ из 1-й серии, полученные при Т, К=20 К и 155 К, соответственно, (*в*) и (*г*) – из 2-й серии, полученные при Т, К=80 К и 130 К, соответственно.*

Одним из ключевых параметров в микромагнитных моделях является поверхностная плотность энергии доменных границ γ [4]. В связи с этим несомненный интерес представляет установление корреляции параметров модели ФТ со значениями поверхностной плотности энергии доменных границ γ монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$. Это позволит выявить принципиально новые свойства этой характеристики ДС исследуемого монокристалла.

Проведенные нами оценки степени относительного уклонения δ [1,2] поверхности 1-й и 2-й серий микрофотографий монокристаллов $Nd_2Fe_{14}B$ от фрактала, которые заключены в интервале $1{,}16\cdot10^{-6}$ –$1{,}72\cdot10^{-2}$, указывают на близость их к фрактальным множествам с точностью не менее 1.72%. Данная оценка позволяет применить метод ФТ к исследованию ДС исследуемых объектов [2].

Основными параметрами ФТ являются фрактальная энтропия S_f =lnГ (Г – фрактальный объем) и фрактальная температура T_f =207(1/(3-*D*)-1/3) (*D* – фрактальная размерность) [1,2]. Вычисление *D* и Г для 1-й и 2-й серий микрофотографий ДС монокристаллов $Nd_2Fe_{14}B$ проводилось с использованием программы Gwyddion [2] и разработанного авторами комплекса программ в системе Maple.

Вычисленное нами значение *D* микрофотографий ДС монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$ заключены в интервале 2.400 – 2.663.

3D-диаграмма зависимости S_f, T_f от Т, К для 1-й и 2-й серий микрофотографий приведены нами на рис. 2.

а) б)

Рис. 2. 3D-диаграмма зависимости S_f, T_f от T, K для 1-й (а) и 2-й (б) серий микрофотографий.

Одним из основных параметров, характеризующих состояние ДС ферромагнетиков, является поверхностная плотность энергии доменных границ γ.

В связи с этим мы нашли зависимость γ от T, K, используя формулу $\gamma=4(A|K_1|)^{1/2}$, в которой коэффициент K_1 взят из работы [5] для монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$, а коэффициент A рассчитывается через среднее межатомное расстояние, постоянную Больцмана и температуру Кюри. В результате мы получили два диапазона значений γ: $0\leq\gamma\leq51.0$ эрг/см^2 для 20 K≤T, K≤134.5 K и $0\leq\gamma\leq18.3$ эрг/см^2 при 134.5 K ≤T, K≤290 K. Отсюда следует наличие точки фазового перехода второго рода $T_{СП}$=134.5 K, в которой γ=0.

В данной работе мы также построили 3D-графики зависимостей фрактальных параметров S_f, T_f от физических γ и T, K, которые позволяют установить корреляции между фрактальными параметрами и энергией доменных границ γ для монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$ в рассматриваемом диапазоне температур.

Список использованных источников:

1. Paramonova E., Kudinov A., Mikheev S., Tsvetkov V., and Tsvetkov I. Fractal thermodynamics, big data and its 3D visualization // in Proceedings of the 9th International Conference “Distributed Computing and Grid Technologies in Science and Education”. – Dubna, 2021. – V 3041.– P. 38–42. URL: https://ceur-ws.org/Vol-3041/38-42-paper-6.pdf

2. Mikheev S.A., Semenova E.M., Pastushenkov Yu.G., Tsvetkov V.P., Tsvetkov I.V. Fractal Properties of the $Nd_{100-x}Fe_x$ Alloys Surface in the Fractal Thermodynamics Model // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2024. – V 18. – No 2. – P. 354–360.

3. Pastushenkov J., Forkl A., Kronmüller H. Temperature dependence of the domain structure in $Fe_{14}Nd_2B$ single crystals during the spin-reorientation region // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – № 174. – P. 278–288.

4. Kronmüller H., Fähnle M. Micromagnetism and the microstructure of ferromagnetic solids. Cambridge University Press, 2003. – 432 p.

5. Hock S. Züchtung und magnetische Eigenschaften von $(Fe,Al)_{14}(Nd,Dy)_2B$ - Einkristallen // Dissertation. Stuttgart. – 1988. – 127 p.

УДК 538.9

Микромагнитное моделирование SmCo/Fe гетероструктур

Тааев Т.А.

к.ф.-м.н., н.с., Институт физики им. Х.И. Амирханова ФГБУН ДФИЦ РАН

Хизриев К.Ш.

к.ф.-м.н., руководитель Института физики им. Х.И. Амирханова ФГБУН ДФИЦ РАН

Муртазаев А.К.

д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, директор ФГБУН ДФИЦ РАН

Аннотация. *Используя пакет микромагнитного моделирования MuMax3 были исследованы SmCo/Fe гетероструктуры при различной толщине магнитных слоев, а также при различном направлении внешнего магнитного поля. Для всех параметров были рассчитаны показатель максимального энергетического произведения* $(BH)_{max}$*. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными показали отличное согласие.*

Ключевые слова: *спиновая пружина, магнитные гетероструктуры, MuMax3*

Micromagnetic simulation of SmCo/Fe heterostructures

Taaev T.A.

PhD, researcher, H. Amirkhanov Institute of Physics FSBIS DFRC RAS

Khizriev K.Sh.

PhD, director, H. Amirkhanov Institute of Physics FSBIS DFRC RAS

Murtazaev A.K.

Dr., Cor. member RAS, director, FSBIS DFRC RAS

Annotation. *SmCo/Fe heterostructures were studied at different thicknesses of magnetic layers, as well as at different directions of the external magnetic field by using the micromagnetic modeling package MuMax3. The maximum energy product* $(BH)_{max}$ *for all parameters was calculated. Comparison of the results obtained with experimental data showed excellent agreement.*

Keywords: *exchange-spring, magnetic heterostructures, MuMax3*

Основным показателем магнитных материалов является максимальная величина энергетического произведения $(BH)_{max}$, характеризующая магнитную энергию, запасенную в магните. В 1991 году был предложен альтернативный вариант для увеличения максимального энергетического произведения $(BH)_{max}$: изготовления композитных материалов с чередующимися магнитотвердыми и магнитомягкими слоями [1-4]. И на основе данных гетероструктур теоретически было предсказано, что можно достичь гигантского энергетического произведения $(BH)_{max}$ порядка 120 МГс·Э.

Для исследования магнитных гетероструктур был использован пакет микромагнитного моделирования MuMax3 [5]. В пакете MuMax3 для расчета динамики намагниченности используется уравнение Ландау-Лифшица-Гилберта [6]:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \gamma \frac{1}{1+\alpha^2}(m \times H_{eff} + \alpha(m \times (m \times H_{eff}))), \quad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – коэффициент затухания, m – вектор намагниченности и H_{eff} – эффективное поле. Эффективное поле определяется как:

$$H_{eff} = H_{exch} + H_{anis} + H_{demag} + H_{ext}, \quad (2)$$

где H_{exch}, H_{anis}, H_{demag}, H_{ext} – вклад обменного взаимодействия, анизотропии, размагничивающего поля, а также вклад внешнего магнитного поля в энергию системы.

Мы получили петли гистерезиса для SmCo/Fe гетероструктур при различной толщине магнитных слоев и различных направлениях внешнего магнитного поля H_{ext} (Рис. 1).

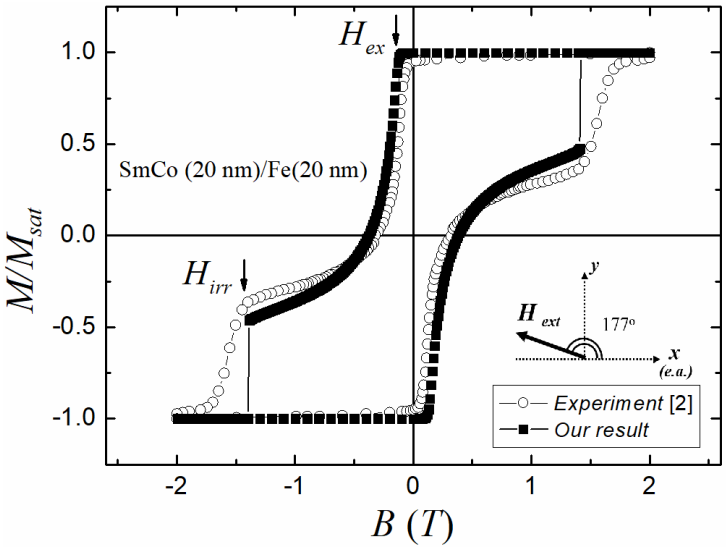


Рис. 1. Петли гистерезиса намагниченности для SmCo(20нм)/Fe(20нм) гетероструктуры: полые круги – экспериментальная кривая [2]; сплошные квадраты – результат микромагнитного моделирования.

Обнаружено, что двухслойная SmCo/Fe структура достигает насыщения вдоль оси трудного намагничивания (hard axis) при H_{ext} = 18 Т. Показано, что переход от двухслойной к многослойной структуре приводит к увеличению $(BH)_{max}$. Для многослойной SmCo/Fe гетероструктуре можно достичь $(BH)_{max}$ порядка 89.8 МГс·Э (714.6 кДж/м^3) при направлении внешнего магнитного поля параллельно оси легкого намагничивания (easy axis).

Исследование выполнено в рамках научной программы НЦФМ (проект «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях»).

Список использованных источников

1. Kneller E.F., Hawig R. The exchange-spring magnet: a new material principle for permanent magnets // IEEE Trans. Magn. – 1991. – Vol. 27. – P. 3588-3600.
2. Fullerton E.E., Jiang J.S., Bader S.D. Hard/soft magnetic heterostructures: model exchange-spring magnets // JMMM – 1999 – Vol. 200. – P. 392-404.
3. Skomski K., Coey J.M.D. Giant energy product in nanostructured two-phase magnets // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 48. – P. 15812.
4. Taaev T.A., Khizriev K.Sh., Murtazaev A.K. Hard/soft magnetic trilayer: Monte Carlo simulation // Thin Solid Films. – 2022. – Vol. 741. – P. 139040.
5. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Van Waeyenberge B., The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. – 2014. – Vol. 4, № 10. – P. 107133.
6. Ландау Л.Д. // Собрание трудов. – М.: Наука, 1969. – Т. 1. – С. 128–143.

Истинная жизнь происходит не там, где совершаются большие внешние изменения, где передвигаются, сталкиваются, дерутся, убивают друг друга, а она происходит только там, где совершаются чуть-чуточные, незаметные изменения в духовном сознании людей

Лев Толстой

Василий Кандинский «Москва. Красная площадь» (1916)

Секция 4. Динамические процессы в магнетиках

УДК 53.08

Автоматизированная лаборатория для стендовых микроволновых измерений с функциями пользовательского интерфейса и удаленного доступа

Шевченко Е.В.

студент, Университет науки и технологий МИСИС

Юданов Н.А.

к. т. н., доцент, Университет науки и технологий МИСИС

Немирович М.А.

инженер научного проекта, аспирант, Университет науки и технологий МИСИС

Панина Л.В.

д. ф.-м. н., профессор, Университет науки и технологий МИСИС

Махновский Д.П.

к. ф.-м. н., научный консультант, Sensing Materials Technology Ltd, England

Аннотация. *В работе решается ряд актуальных проблем, связанных со стендовыми микроволновыми измерениями на базе векторного анализатора цепей (VNA) и других программируемых приборов, интегрированных в единый измерительный комплекс. VNA используется для измерения частотных S-параметров образцов, помещенных на PCB ячейки с микрополосками, и передачи необработанных данных на внешний компьютер. Обработка сигналов на основе разработанных нами алгоритмов осуществляется по трехэтапной схеме, включающей коаксиальную калибровку VNA и кабелей, деембединг микрополосковых линий на измерительных PCB ячейках, и компенсацию времени задержки вдоль проволочного образца, устраняющей его волноводные свойства и оставляющей только импедансные. Установка успешно используется для автоматического измерения полевых и частотных импедансных характеристик в проволочных ферромагнитных образцах в диапазоне частот до 6 ГГц. Функциональность установки будет расширена за счет разработки пользовательского интерфейса в браузере и добавления измерительных возможностей во временной области.*

Ключевые слова*: автоматизация эксперимента, удаленный доступ, векторный анализатор цепей, S-параметры, RF калибровка, деембединг, PCB ячейка, ферримагнитные провода, импеданс*

Automated laboratory for bench microwave measurements with user interface and remote access

Shevchenko E. V.

Student, National University of Science and Technology "MISIS"

Yudanov N. A.

Ph.D., Associate Professor, National University of Science and Technology "MISIS"

Nemirovich M. A.

Scientific project engineer, PhD student, National University of Science and Technology "MISIS"

Panina L. V.

D.Sc., Professor, National University of Science and Technology "MISIS"

Makhnovsky D. P.

Ph.D., scientific consultant, Sensing Materials Technology Ltd, England

Abstract. *The paper addresses a range of issues associated with benchtop microwave measurements based on a Vector Network Analyzer (VNA) and other programmable instruments integrated into a measurement setup. The VNA is used to measure the frequency-domain S-parameters of samples placed on PCB microstrip cells and to transmit raw data to a PC. Signal processing based on our developed algorithms is carried out using a three-stage scheme, including coaxial calibration of the VNA and cables, de-embedding of microstrips on the PCB measurement cells, and compensation for time delay along the wire sample, eliminating its waveguide properties and leaving only impedance. The setup is successfully utilized for automatic measurement of field and frequency impedance characteristics in wire ferromagnetic samples in the frequency range up to 6 GHz. The functionality of the setup will be expanded through the development of a browser-based user interface and the addition of measurement capabilities in the time domain.*

Keywords*: experiment automation, remote access, Vector Network Analyzer, S-parameters, RF calibration, de-embedding, ferromagnetic wires, PCB cell, impedance*

Надежность VNA от ведущих производителей позволяет использовать их десятилетиями, однако многие измерительные функции отсутствуют в устаревших моделях. Покупка же новых моделей с расширенными опциями чрезвычайно дорога и недоступна бюджетам многих исследовательских лабораторий. Мы предложили и реализовали апгрейд VNA HP8753E, добавив алгоритмы одно- и двухпортовых калибровок с дисперсионными S2P файлами для коаксиальных калибровочных стандартов, а также функцию деембединга виртуальных нетворков. В настоящий момент установка успешно используется для автоматического измерения полевых и частотных импедансных характеристик в проволочных ферромагнитных образцах.

Свое название – векторный анализатор – прибор получил благодаря возможности измерения амплитуды и фазы (вектора) отклика линейного нетворка по отношению к гармоническому референс-сигналу, частота которого может изменяться в широком диапазоне [1]. VNA можно считать первым коммерческим прибором, в котором был реализован принцип *«измерительно-вычислительного комплекса»*, где основной акцент делается не на достижение лучшей измерительной схемы, а на доступность ее математической модели [2]. Разрабатываемая нами измерительная установка в ее текущей конфигурации показана на Рис. 1. Помимо VNA HP8753E, 30 кГц − 6 ГГц, она также включает программируемый источник питания на основе Arduino UNO WiFi, разработанный в нашей лаборатории. Уровень выходного напряжения источника определяется 12-битовым цифровым аналоговым преобразователем (DAC) на микрочипе MCP4725, получающим команды от Arduino по шине данных I2C. Напряжение от преобразователя подается на операционный усилитель OPA549, обеспечивающий выходное напряжение ±20 В при максимальном токе до 8 А. Смена полярности выходного напряжения осуществляется посредством мостовой схемы (H-bridge), состоящей из двух реле, управляемых с Arduino. Мы также предусмотрели дополнительный однополярный выход +4.5 В, исполненный на обычном rail-to-rail операционном усилителе с NPN-транзистором BD139 в обратной связи, обеспечивающим выходной ток до 250 мА. Контроль выходных напряжений осуществляется при помощи 8-битовых аналоговых цифровых преобразователей (ADC), предусмотренных на Arduino.

VNA используется для измерения частотных S-параметров проволочных образцов, помещенных на PCB ячейки с микрополосками, и передачи необработанных данных на

внешний компьютер. Обработка сигналов осуществляется по трехэтапной схеме [3,4]. На первом этапе прикладывается однопортовая SOL (SHORT, OPEN, LOAD) или двухпортовая SOLT (SOL+THRU) калибровка на основе предварительно измеренных S-параметров от коаксиальных кабелей, соединяющих VNA с PCB ячейкой. Эти калибровки устраняют амплитудные и фазовые искажения, при этом референс плоскость измерений смещается к концу кабеля непосредственно перед измерительной PCB ячейкой. Устаревший анализатор HP8753E предусматривает использование только аналитических моделей для дисперсий S-параметров SOLT калибровочных стандартов. Мы разработали алгоритмы SOL и SOLT калибровок, использующие экспериментально измеренные и сохраненные в S2P файлах дисперсии коаксиальных SOLT стандартов.

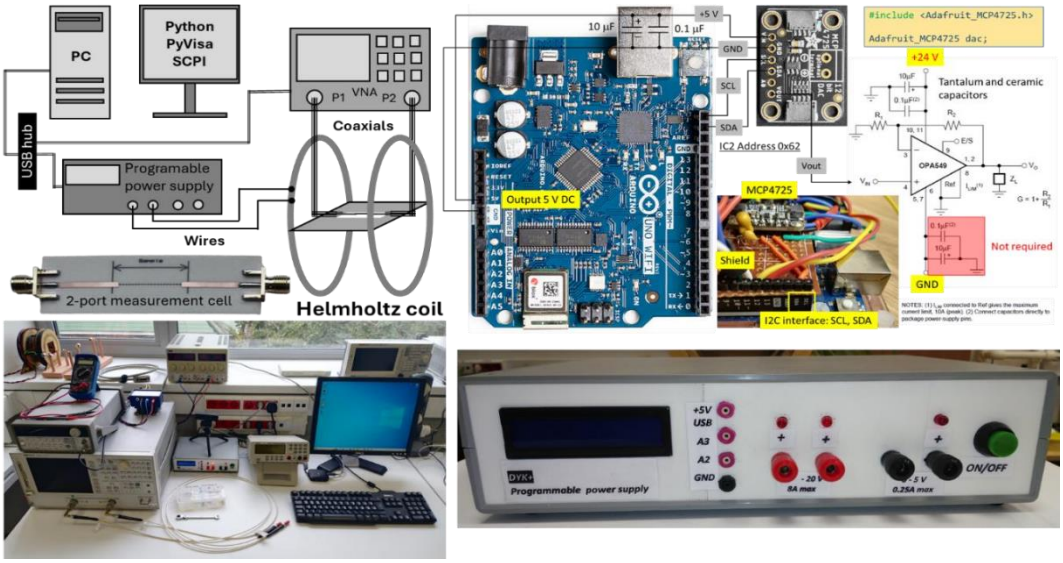


Рис. 1. Схема установки для измерения импеданса в присутствии внешних стимулов и схема программируемого источника питания на основе Arduino

На втором этапе проводится деембединг (виртуальное устранение) фазовых и амплитудных искажений, привносимых полосковыми линиями на измерительной PCB ячейке (см. рис. 2) по предварительно рассчитанным дисперсиям их S-параметров. Модель HP8753E не предусматривает создание виртуальных нетворков для их последующего деембединга. Эти алгоритмы были разработаны нами. После деембединга полосковых линий референс плоскость перемещается непосредственно к проволочному ферромагнитному образцу, который закрепляется в промежутке между полосками на измерительной PCB ячейке. На третьем этапе проводится компенсация времени задержки вдоль образца, тем самым устраняя его волноводные свойства и оставляя только импедансные. Время задержки измеряется по развернутой фазе S11/21-параметра (phase unwrapping), измеренного от или вдоль образца. Компенсация волноводных свойств образца делает его *«виртуально точечным»* (lumped parameter), что позволяет применять обычные формулы для расчета импеданса.

Для измерения зависимости импеданса от магнитного поля в нескольких частотных точках необходимо синхронизировать работу VNA и программируемого источника, запитывающего катушку Гельмгольца. После измерения импеданса в указанных частотных точках напряжение на катушке изменяется на небольшое значение, и затем измерения повторяются снова в тех же частотных точках. Таким образом, создается матрица со значениями импеданса, зависящими от поля и частоты, которые затем сортируются по частотам в отдельные файлы. Сканируя магнитное поле в обоих направлениях, мы получим полную полевую характеристику импеданса в указанных частотных точках, включая его гистерезис. Установка будет дооснащена мини-термокамерой, а также устройством для

растяжения PCB ячеек, для измерения импеданса проволочных образцов под действием трех внешних стимулов.

Для подсоединения VNA к компьютеру мы использовали недорогой GPIB-to-USB адаптер. Вычислительные алгоритмы были разработаны на Python. Управление VNA облегчается тем, что он поддерживает SCPI стандарт (Standard Commands for Programmable Instruments). Текстовые SCPI команды посылаются непосредственно из Python модулей с использованием пакета PyVISA. Программа на C++ для Arduino загружается на микропроцессор единожды и сохраняется в его памяти после отключения. Обмен данными между Arduino и Python модулем осуществляется через USB порт с использованием библиотеки pySerial. В настоящий момент мы ведем разработку пользовательского интерфейса в браузере, который переводит концепцию удаленного доступа на новый уровень, реализуя идею виртуальной лаборатории. Мы также планируем дополнить ее возможности алгоритмами для расчета характеристик во временной области на основе измеренных частотных S-параметров. Предполагается, что эти алгоритмы будут включать определение профиля импеданса вдоль полосковых линий, определение их длин с пикосекундной точностью, а также расчет *«глазковых диаграмм»* (eye diagrams) для линейных нетворков. Такая установка могла бы быть проинтегрирована с роботизированной платформой для тестирования многослойных телекоммуникационных печатных плат.

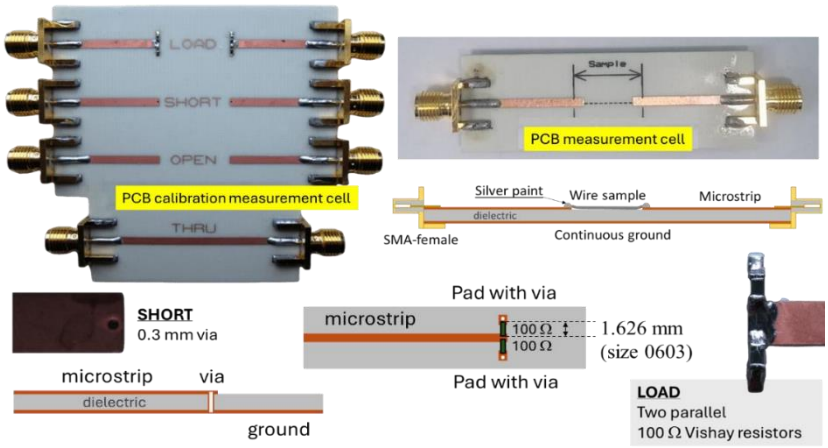


Рис. 2. PCB измерительная и калибровочная ячейки

Список использованных источников:

1. Dunsmore J. P., «Handbook of microwave component measurements with advanced VNA techniques», John Wiley & Sons. – 2012.
2. Пытьев Ю. П., «Математические методы интерпретации эксперимента», Высшая школа. – 1989.
3. Alam J. et al, «High-frequency magnetoimpedance (MI) and stress-MI in amorphous microwires with different anisotropies»// Nanomaterials – 2021 – 11(5) – 1208.
4. Uddin A. et al, «Broadband measurements of the surface impedance in ferromagnetic wires as a boundary condition for scattering problems»//Meas. Sci. Technol. – 2023– 34 – 085001.

УДК 537.862

Терагерцовый эмиттер на основе Co/Mo с возможностью управления амплитудой и поворотом поляризации ТГц излучения

Авдеев П.Ю.

стажер-исследователь, лаборатория физики для нейроморфных вычислительных систем ИПТИП РТУ МИРЭА

Лебедева Е.Д.

стажер-исследователь, лаборатория физики для нейроморфных вычислительных систем ИПТИП РТУ МИРЭА

Горбатова А.В.

м.н.с., лаборатория физики для нейроморфных вычислительных систем ИПТИП РТУ МИРЭА

Климов А.А.

к.ф.-м. н., доцент, кафедра системной инженерии ИИИ РТУ МИРЭА

Гусев Н.С.

ведущий технолог, лаборатория основ наноэлектронной компонентной базы информационных технологий ИФМ РАН

Сапожников М.В.

д.ф.-м. н., в.н.с., отдел физики магнитных наноструктур ИФМ РАН

Буряков А.М.

к.ф.-м. н., с.н.с., доцент кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Мишина Е.Д.

д.ф.-м. н., профессор, зав. лаб. сверхбыстрой динамики ферроиков РТУ МИРЭА

Аннотация. *Экспериментально исследован спинтронный эмиттер ТГц излучения на основе структуры Co (3 нм)/ Mo (3 нм). В данном эмиттере показана возможность управления ТГц генерацией при изменении поляризации оптической накачки. Использование Mo позволило изменять ТГц амплитуду на 40% при вращении линейной поляризации накачки. Продемонстрировано управление ТГц поляризацией на 360˚ при помощи внешнего магнитного поля.*

Ключевые слова: *ТГц излучение, спинтронные эмиттеры, ТГц поляризация, управление ТГц поляризацией, контроль ТГц амплитуды*

Co/Mo based terahertz emitter with the ability to control the amplitude and polarization reversal of THz radiation

Avdeev P.Yu.

Research Intern, Laboratory of Physics for Neuromorphic Computing Systems IPTIP RTU MIREA

Lebedeva E.D.

Research Intern, Laboratory of Physics for Neuromorphic Computing Systems IPTIP RTU MIREA

Gorbatova A.V.

M.Sc., Laboratory of Physics for Neuromorphic Computing Systems IPTIP RTU MIREA

Klimov A.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Systems Engineering, Institute of Information Technologies of RTU MIREA

Gusev N.S.

Leading Technologist, Laboratory of Nanoelectronic Component Base of Information Technologies IFM RAS

Sapozhnikov M.V.

Dr. Ph.-M.Sc., Senior Researcher, Department of Physics of Magnetic Nanostructures, IFM RAS

Buryakov A.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor of the Department of Nanoelectronics IPTIP RTU MIREA

Mishina E.D.

Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Head of the Laboratory of Ultrafast Dynamics of Ferroics RTU MIREA

Annotation. *A spintronic emitter of THz radiation based on the Co (3 nm)/ Mo (3 nm) structure has been experimentally investigated. This emitter shows the possibility of controlling THz generation by changing the polarization of the optical pump. The use of Mo allowed the THz amplitude to be changed by 40% when rotating the linear pump polarization. The control of THz polarization by 360˚ using an external magnetic field is demonstrated.*

Keywords: *THz radiation, spintronic emitters, THz polarization, THz polarization control, THz amplitude control*

Применение терагерцового (ТГц) излучения открывает большие перспективы для медицины, визуализации, обеспечения безопасности [1,2] и т.д. В связи с этим возникает необходимость в высокоэффективных широкополосных ТГц источниках. На эту роль отлично подходят спинтронные эмиттеры – магнитные металлические наноструктуры, в которых ТГц генерация происходит в результате спин-зарядовой конверсии, вызванной сверхбыстрыми лазерными импульсами [3]. Наиболее распространенным механизмом преобразования спина в заряд является обратный спиновый эффект Холла (ОСЭХ), который происходит в объеме материала с сильной спин-орбитальной связью [4]. В эмиттерах на основе ОСЭХ амплитудой и поляризацией ТГц сигнала можно управлять приложением магнитного поля [5]. Среди спиновых эффектов ТГц генерации также примечателен обратный эффект Рашбы-Эдельштейна (ОЭРЭ), основанный на спиновом расщеплении электронов на границе материала с нарушенной инверсионной симметрией. В работах [6] и [7] было показано управление амплитудой ТГц сигнала эллиптично-поляризованной лазерной накачкой. Таким

образом, в эмиттерах на основе ОЭРЭ имеется возможность управления ТГц амплитудой при помощи поляризации возбуждающего излучения, что недостижимо при других механизмах ТГц генерации.

В своей работе мы сообщаем о спинтронном эмиттере, основанном на ОЭРЭ, с возможностью управления ТГц амплитудой при помощи поляризации возбуждающего излучения, а также управления ТГц поляризацией внешним магнитным полем. Использование пленки Mo в качестве немагнитного слоя должно увеличить модуляцию ТГц амплитуды из-за нарушения инверсионной симметрии данного материала.

Исследуемый спинтронный эмиттер на основе структуры Co/Mo был получен методом магнетронного напыления на подложку SiO_2. Толщина слоя кобальта и молибдена составила 3 нм, соответственно. Для формирования одноосной магнитной анизотропии в процессе напыления прикладывалось магнитное поле напряженностью 1500 Э в плоскости образца.

Эксперимент проводился при помощи методики терагерцовой спектроскопии временного разрешения (THz-TDS: terahertz time-domain spectroscopy) в геометрии на пропускание. Фемтосекундная лазерная система, состоящая из Ti:Sa лазера и регенеративного усилителя (Avesta Project Ltd.), создавала излучение с длиной волны 800 нм, частотой следования импульсов 3 кГц и длительностью импульса 50 фс. Ширина пучка накачки на поверхности образца составляла около 1 мм. Исследуемый эмиттер помещался на немагнитный держатель между обкладками электромагнита для управления намагниченностью. Магнитное поле прикладывалось в плоскости пленки. ТГц излучение, генерируемое структурой Co/Mo, регистрировалось методом электрооптического стробирования в установке с нелинейно-оптическим кристаллом ZnTe. Поляризация как накачивающего, так и зондирующего пучков была параллельна оси [110] кристалла ZnTe. В этой геометрии регистрируется только E_X-компонента ТГц поля. Для определения поляризации ТГц излучения перед анализатором ZnTe устанавливался решетчатый поляризатор (WGP).

Используя методику продольного магнитооптического эффекта Керра, были получены кривые намагничивания, которые выявили характеристики магнитной анизотропии в исследуемом образце. Анализ магнитооптических петель гистерезиса показал, что процесс роста ферромагнитной пленки в контролируемом магнитном поле способствовал формированию выраженной одноосной магнитной анизотропии. Далее, в эксперименте были измерены временные профили ТГц сигнала, что позволило определить амплитуду ТГц излучения и установить её зависимость от величины внешнего магнитного поля – ТГц гистерезис. Осуществляя вращение решетчатого поляризатора, были измерены временные профили ТГц сигнала. Это позволило получить угловые зависимости ТГц амплитуды от угла поворота оси поляризатора. Данные зависимости позволяют охарактеризовать ТГц поляризацию при приложении к образцу магнитного поля различной величины [8].

Преимущественным механизмом ТГц генерации в исследуемом спинтронном эмиттере является обратный эффект Рашбы-Эдельштейна. В эмиттере на основе структуры Co/Mo сверхбыстрое оптическое возбуждение приводит к инжекции электронов из слоя Co в слой Mo с нарушенной инверсионной симметрией. В результате спинового расщепления энергетических зон на поверхности Mo и приводит к возникновению зарядового тока в данном слое. В результате этого индуцируются сверхбыстрые зарядовые токи, являющиеся источниками ТГц излучения. Расщепление энергетических зон по спину приводит к возникновению эллиптичности индуцированного ТГц излучения, что проявляется в зависимости ТГц сигнала от направления циркулярной и линейной поляризации накачки. Это явление и наблюдалось в исследуемом спинтронном эмиттере. Изменение ТГц амплитуды при вращении поляризации возбуждающего излучения достигало 40%.

Также нами были получены профили ТГц поляризации – зависимости ТГц амплитуды S от угла поворота решетчатого ТГц поляризатора φ_2. Путем аппроксимации полученных профилей поляризации выражением (1) [9] были получены значения угла поворота ТГц поляризации φ_1 при приложении магнитного поля различной величины:

$$S(\varphi_2) = \sin^2\left(E_{THz}\sqrt{1+3\cos^2(\varphi_2)}\cdot\sqrt{\cos^2(\varphi_1+\varphi_2)+\varepsilon^2\sin^2(\varphi_1+\varphi_2)}\right)\left(1-\frac{\sin^2(\varphi_2)}{1+3\cos^2(\varphi_2)}\right), \quad (1)$$

где E_{THz} – напряженность ТГц сигнала, ε – эллиптичность ТГц излучения.

Было продемонстрировано монотонное изменение ТГц поляризации на 360˚ при намагничивании эмиттера вдоль трудной оси магнитной анизотропии согласно петле ТГц гистерезиса. При аналогичном намагничивании эмиттера вдоль легкой оси магнитной анизотропии происходил резкий скачок поляризации на 180˚

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда №23-19-00849.

Список использованной литературы:

1. Pawar A.Y. et al. Terahertz technology and its applications // Drug Invent. Today. 2013. Vol. 5, № 2. P. 157–163.
2. Гареев Г., Лучинин В. Применение терагерцевого излучения в биологии и медицине //Наноиндустрия. – 2014. – №. 6. – С. 34-45.
3. Wu W. et al. Principles of spintronic THz emitters // J. Appl. Phys. 2021. Vol. 130, № 9.
4. Seifert T. et al. Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation // Nat. Photonics. Nature Publishing Group UK London, 2016. Vol. 10, № 7. P. 483–488.
5. Khusyainov D. et al. Polarization control of THz emission using spin-reorientation transition in spintronic heterostructure // Sci. Rep. 2021. Vol. 11, № 1. P. 697.
6. Zhou C. et al. Broadband Terahertz Generation via the Interface Inverse Rashba-Edelstein Effect // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 121, № 8. P. 086801.
7. Jungfleisch M.B. et al. Control of Terahertz Emission by Ultrafast Spin-Charge Current Conversion at Rashba Interfaces // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 120, № 20. P. 207207.
8. Buryakov A.M. et al. Efficient Co/Pt THz spintronic emitter with tunable polarization // Appl. Phys. Lett. 2023. Vol. 123, № 8. P. 082404.
9. Zainullin F.A. et al. Polarization analysis of THz radiation using a wire grid polarizer and ZnTe crystal // Russ. Technol. J. 2022. Vol. 10, № 3. P. 74–84.

УДК 537.624.9:539.216.2:537.611.3

Быстрые и медленные динамические процессы при перемагничивании пермаллоевой пленки с элементами рельефа на границе

Зверев В.В.

д.ф.-м.н., профессор Физико-технологический института УрФУ, г.н.с. Лаборатории магнетизма и магнитных наноструктур ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. *В работе обсуждаются результаты трехмерного микромагнитного симулирования процесса перемагничивания тонкой пермаллоевой пленки, на одной их граничных поверхностей которой имеются дополнительные элементы рельефа ступенчатой формы. Возникающая нерегулярная динамика намагниченности рассматривается как чередование быстрых и медленных движений. Выявлены некоторые характерные типы динамического поведения изучаемой системы.*

Ключевые слова: *магнитные пленки, микромагнетизм, доменные стенки, магнитные вихри*

Fast and slow dynamic processes during remagnetization of a permalloy film with relief elements at the boundary

Zverev V.V.

Dr.Sc., professor of Physico-technological institute of UrFU, chief researcher of Laboratory of magnetism and magnetic nanostructures IMP UB RAS, Ekaterinburg

Annotation. *In this work, we discuss the results of three-dimensional micromagnetic simulation of the magnetization reversal process in a thin permalloy film, on one of the boundary surfaces of which there are additional step-shaped relief elements. The emerging irregular dynamics of magnetization is considered as an alternation of fast and slow movements. Some characteristic types of dynamic behavior of the system under study have been identified.*

Keywords: *magnetic films, micromagnetism, domain walls, magnetic vortices*

Устойчивые конфигурации намагниченности в магнитных пленках могут превращаться одна в другую под действием внешних возмущающих факторов. Эти переходы связаны с преодолением энергетических барьеров и происходят как «переключения» между метастабильными состояниями магнитной подсистемы. В тех случаях, когда доменная стенка (ДС) движется во внешнем магнитном поле, имеется постоянный приток энергии в магнитную подсистему пленки, связанный с изменением положения ДС, а также отток энергии благодаря механизмам диссипации. В описанной ситуации наличие энергетических барьеров может приводить к возникновению динамики, характерной для быстро-медленных систем [1], когда чередуются стадии медленного «дрейфа» и быстрых «срывов». Анализируя результаты численного моделирования динамики перемагничивания, можно заметить чередование периодов медленного и быстрого изменения намагниченности. В рамках простейшей модели одномерной ДС [2] это объясняется прецессией намагниченности и комбинированием

колебательного и поступательного движения ДС. Однако реальная динамика намагниченности в трехмерной среде, связанная с возникновением и перестройками вихревых структур, и выглядит существенно сложнее. Некоторые характерные типы динамики рассматриваются в данной работе.

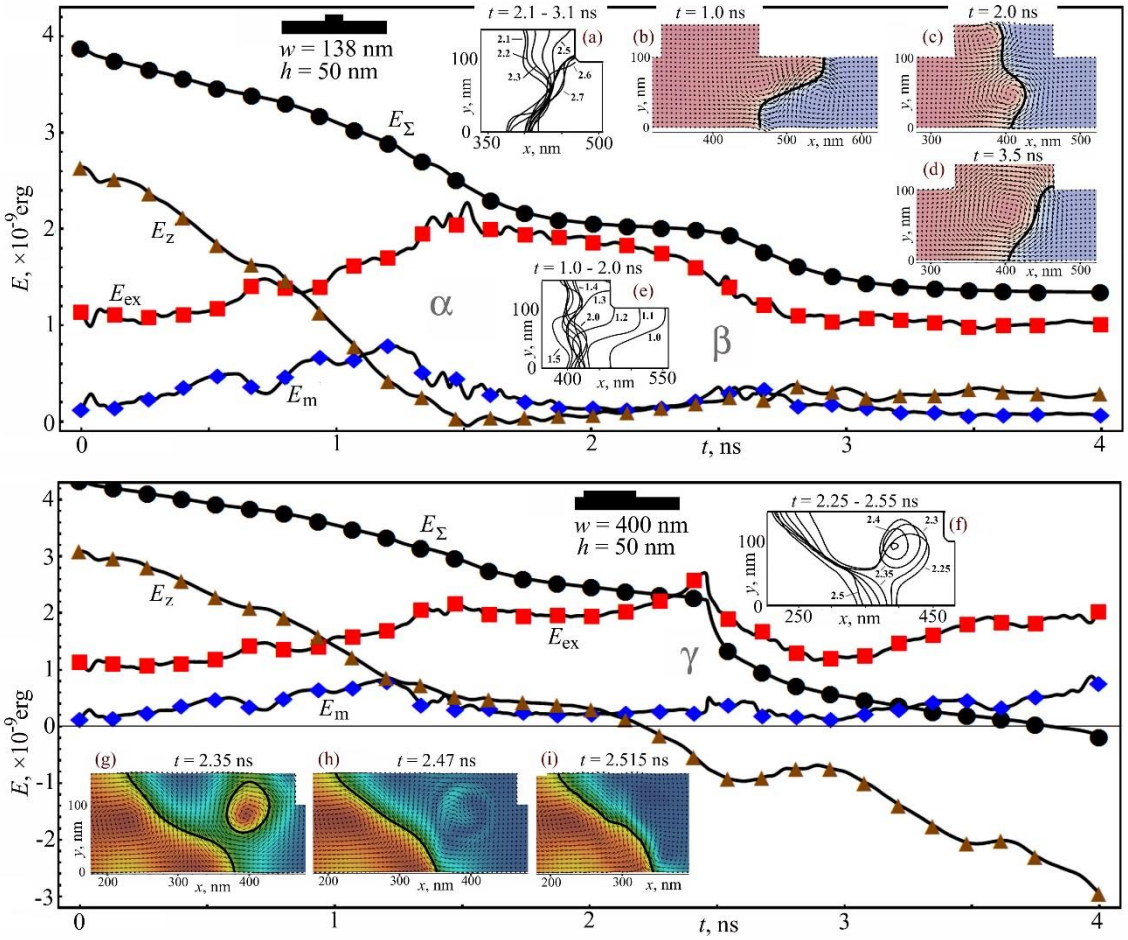


Рис. 1. Графики зависимостей энергий различного типа от времени для ступенчатых фигур с указанными размерами w и h. Семейства S-кривых на графиках (a), (e), (f) визуализируют динамику перемагничивания. На графиках (b)-(d): изображения типичных вихревых структур. На графиках (g) – (i): коллапс вихря и эмиссия спиновых волн.

В первой части работы симулирование динамики перемагничивания проводилось для ступенчатых фигур, состоящих каждая из кубоида $L_x \times L_y \times L_z = 800 \times 100 \times 400$ нм^3 (фрагмент пленки) и другого кубоида $w \times h \times L_z$ (элемент рельефа на верхней поверхности пленки), где $w =$ 138 или 400 нм (ширина полосы), $h =$ 25 или 50 нм (высота рельефа). Проводилось численное интегрирование уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта с учетом полной энергии E_Σ, равной сумме обменной E_{ex}, анизотропной E_{a}, магнитостатической E_{m} и зеемановской E_{z} энергий (использовался пакет mumax3 [3]). Были выбраны материальные параметры, типичные для пермаллоя $\mathrm{Ni_{80}Fe_{20}}$. Движение ДС происходило в магнитном поле $H =$ 100 Э, направленном антипараллельно оси z (оси анизотропии); вдоль этой оси было наложено периодическое граничное условие. Начальная конфигурация была выбрана в виде С-образной ДС [4]; в начальный и последующие моменты времени намагниченность зависела только от координат x и y. Поверхности $m_z(\mathbf{r}) = 0$, разделяющие области с различными знаками z-координаты намагниченности, в нашем случае являются цилиндрическими и имеют

образующие, параллельные оси z. Чтобы визуализировать динамику перемагничивания, будем строить графики кривых xy-сечений этих поверхностей (S-кривых) в различные моменты времени (вставки (a), (e), (f) на рис. 1 и вставки (e) – (j) на рис. 2).

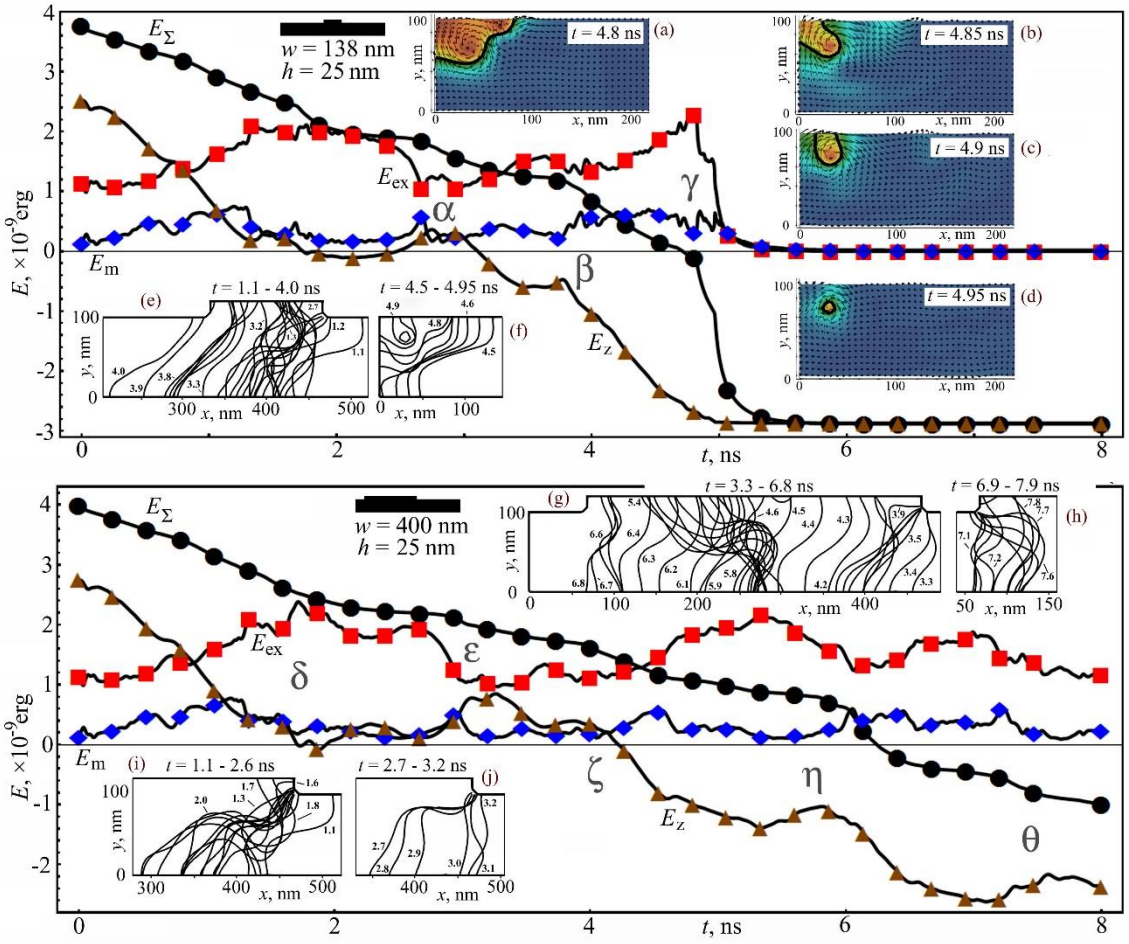


Рис. 2. Графики зависимостей энергий различного типа от времени для ступенчатых фигур с указанными размерами w и h. Семейства S-кривых на графиках (e)-(j) визуализируют динамику перемагничивания. На графиках (a) – (d): коллапс вихря при завершении перемагничивания образца.

Некоторые частные типы движения проиллюстрированы рисунками. Рис. 1 (сверху): перемагничивание замедляется, возникают колебания в области вихревых структур (графики-вставки (b), (c) и (e); область α на графике энергий); устанавливается стационарное состояние с одиночным вихрем (вставки (a), (d); область β). На рис. 2, на графиках-вставках (e), (g), (i), периоды «медленной» динамики (близкие перекрывающиеся S-кривые) перемежаются периодами «быстрой» динамики (S-кривые расположены разреженно). Периоды замедления процесса перемагничивания видны на графиках E_z как участки, на которых эта энергия перестает уменьшаться и даже начинает расти (области α, β, δ – θ на графиках энергий, рис. 2). Семейства S-кривых для коротких интервалов времени, на которых направление движения области перемагничивания сменяется на обратное, изображены на рис. 2 на графиках (h), (j).

Наблюдаются события «сверхбыстрого» изменения намагниченности, имеющие вид коллапсов вихрей. На рис. 1, на графике (f), изображено семейство S-кривых, отвечающих промежутку времени, на котором продольный вихрь отделяется от ДС (график (g)) и коллапсирует. Возникающие при этом спиновые волны хорошо видны на том же рисунке на

графиках-вставках (h), (i). Другому случаю коллапса вихря отвечают S-кривые на рис. 2, график (f); также область γ на графике энергий. Там же на графиках (a) – (d) изображены соответствующие распределения намагниченности в *xy*-сечениях. Отметим схожесть «сверхбыстрых» процессов коллапсов вихрей с известными процессами аннигиляции пар «вихрь-антивихрь» и пар блоховских точек [5,6].

Во второй части работы проанализированы результаты симулирования перемагничивания в пленках с поверхностными рельефами, состоящими из наноточек. Возникающие при этом конфигурации намагниченности являются существенно трехмерными. Разработан метод визуализации трехмерных структур, основанный на построении линий центров вихрей. Результаты сравниваются с полученными ранее для пленок с прямоугольными массивами колумнарных дефектов [7, 8].

Работа выполнена при финансовой поддержке МИНОБРНАУКИ России в рамках государственного задания Института физики металлов УрО РАН (тема “Магнит” №122021000034-9) и Программы стратегического академического лидерства УрФУ “Приоритет-2030”.

Список использованных источников:

1. Мищенко Е.Ф., Н. Х. Розов Н.Х. Дифференциальные уравнения малым параметром и релаксационные колебания. – М.: Наука, 1975. – 247 с.

2. Schryer N.L., Walker L.R. The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields // J. Appl. Phys. – 1974. – V. 45. – № 12. – P. 5406 – 5421.

3. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Waeyenberge B.V. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. – 2014. – V. 4. – Art. No. 107133.

4. La Bonte A.E. Two-dimensional Bloch-type domain wall in ferromagnetic films // J. Appl. Phys. – 1969. – V. 40. – № 6. – P. 2450-2458.

5. Hertel R., Schneider C.M. Exchange explosions: Magnetization dynamics during vortex-antivortex annihilation // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 97. – Art. No. 177202.

6. Зверев В.В., Филиппов Б.Н. Переходные микромагнитные структуры в асимметричных вихреподобных доменных стенках (статические решения и динамические перестройки) // ЖЭТФ. – 2013.– Т. 144. – вып.1 (7). – С. 126–140.

7. Zverev V.V., Izmozherov I.M. Dynamical rearrangements of 3-D vortex structures in moving domain walls in continuous and antidot patterned permalloy films // IEEE Trans. Mag. – 2022. – V. 58. – № 2. – Art. No. 4300805.

8. Зверев В.В. Пиннинг вихрей при перемещении турбулентных волн перемагничивания в антидот пленках со сквозными и несквозными отверстиями // Изв. РАН. Сер. физ. – 2023. – Т.87. – №3. – С.434–440.

УДК 537.624

Образование вихрей намагниченности в ячейках STT-MRAM

Островская Н.В.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН

Скиданов В.А.

д.т.н., главный научный сотрудник, Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН

Аннотация. *Изучен процесс образования вихрей в модели ячейки памяти STT-MRAM из малого локального возмущения в центре свободного слоя ячейки.*

Ключевые слова: *уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, вектор намагниченности, локальное возмущение, закрепленная граница, вихрь намагниченности*

Formation of magnetization vortexes in STT-MRAM cells

Ostrovskaya N.V.

PhD, Leading Researcher, Institute for Design Problems in Microelectronics Russian Academy of Sciences

Skidanov V.A.

DrSc, Chief Researcher, Institute for Design Problems in Microelectronics Russian Academy of Sciences

Annotation. *The process of vortex formation in the STT-MRAM memory cell model from a small local disturbance in the center of the free layer of the cell is studied.*

Keywords: *Landau-Lifshitz-Hilbert equation, magnetization vector, local disturbance, fixed boundary, magnetization vortex*

Магнитная память произвольного доступа (MRAM) привлекает все большее внимание инженеров и конструкторов электронной техники благодаря своей высокой скорости, низкой потребляемой энергии, высокой плотности записи и надежности хранения информации. В основополагающей работе Дж. Слончевского 1996 года [1] первоначально предложенная модель была основана на переключении намагниченности, ориентированной параллельно плоскости свободного слоя, потоком спин-поляризованных электронов через границу «нормальный металл/ферромагнетик». На этом этапе предполагалось, что информация записывается в ячейки памяти, принимающие целиком состояние, соответствующее нулю либо единице. При этом считалось, что активный слой ячейки представляет собой частицу Стонера–Вольфарта [2], то есть реагирует на воздействие со стороны внешнего магнитного поля и спин-поляризованного тока как единое целое. Это значит, что пространственные зависимости вектора намагниченности в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта не учитываются. Такой подход существенно обедняет задачу. В данной работе мы рассматриваем обобщение модели спинового вентиля с перпендикулярной анизотропией на случай неравномерного распределения намагниченности по сечению ячейки STT-MRAM при закрепленной границе активного слоя.

Схематический рисунок трехслойной структуры квадратного сечения d_0, управляемой внешним магнитным полем h и спин-поляризованным током инжекции плотности j, приведен на рис. 1.

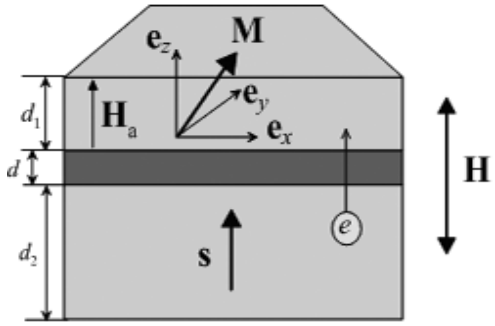


Рис. 1. Геометрия модели

В основу модели, описывающей динамику намагниченности в такой структуре, в работах положено обобщенное уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma|\mu_0 \left[\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\text{eff}}\right] + \frac{\alpha}{M_s}\left[\mathbf{M}\times\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}\right], \tag{1}$$

где $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}$ N/A^2 — магнитная проницаемость вакуума, γ — гиромагнитное отношение: $\gamma = 0.28025\cdot 10^{11}$ T^{-1}s^{-1}, α — безразмерный коэффициент диссипации, M_s — намагниченность насыщения, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ — эффективное магнитное поле, отражающее те виды физических взаимодействий, которые учтены в модели. В случае моделей, использованных в [1]–[5],

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_f + \mathbf{H}_c, \tag{2}$$

где $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_a$ — эффективное поле магнитной анизотропии, $\mathbf{H}_f$ — эффективное поле размагничивания, возникающее за счет конечных размеров вентильной структуры, $\mathbf{H}_c$ — эффективное поле, создаваемое спин-поляризованным током инжекции. В работах [2]–[6] мы считали пренебрежимо малым в силу малых размеров структуры (приближение Стонера–Вольфарта). В данной работе перед нами была поставлена задача построения математической модели магнитного элемента памяти MRAM, в которой было бы учтено эффективное поле обменного взаимодействия $\mathbf{H}_{\text{ex}} = \tilde{A}\Delta\mathbf{M}$, где $\tilde{A}$ – обменная постоянная.

Так же, как и в моделях [3], [4], нормирование переменных и алгебраические преобразования, призванные собрать в левой части все члены, содержащие производные по времени, приводят к уравнению

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -\left[\mathbf{m}\times\mathbf{h}_{\text{eff}}\right] + \alpha\mathbf{h}_{\text{eff}} - \alpha\mathbf{m}(\mathbf{m},\mathbf{h}_{\text{eff}}), \tag{3}$$

где $\mathbf{m} = \dfrac{\mathbf{M}}{M_s}$, $\mathbf{h}_{\text{eff}} = \dfrac{\mathbf{H}_{\text{eff}}}{M_s}$, $|\mathbf{m}| = 1$, время τ измеряется в единицах $(1+\alpha^2)\left(\gamma\mu_0 M_s\right)^{-1}$. Здесь

$$\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{h} + \mathbf{h}_a + \mathbf{h}_f + \mathbf{h}_c + \mathbf{h}_{\text{ex}}.$$

В результате уравнение расчета динамики вектора намагниченности с учетом пространственных зависимостей принимает следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial \tau}\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = -\frac{\tilde{A}}{d_0^2}\mathbf{S}\begin{pmatrix} \Delta m_x \\ \Delta m_y \\ \Delta m_z \end{pmatrix} + \mathbf{F},$$

$$\mathbf{S}=\begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} \alpha(1-m_x^2) & -(m_z+\alpha m_x m_y) & (m_y-\alpha m_x m_z) \\ (m_z-\alpha m_x m_y) & \alpha(1-m_y^2) & -(m_x+\alpha m_y m_z) \\ -(m_y+\alpha m_x m_z) & (m_x-\alpha m_y m_z) & \alpha(1-m_z^2) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}=\begin{pmatrix} (m_y-\alpha m_x m_z)\big(h+(k-1)m_z\big)-g\left(\alpha m_y+m_x m_z\right) \\ -(m_x+\alpha m_y m_z)\big(h+(k-1)m_z\big)+g(\alpha m_x-m_y m_z) \\ \left(1-m_z^2\right)\big(g+\alpha\left(h+(k-1)m_z\right)\big) \end{pmatrix}.$$

В численном расчете нами использовалась явная разностная схема

$$\frac{\mathbf{m}_{ij}^{l+1}-\mathbf{m}_{ij}^{l}}{\tau}=\frac{A}{d_0^2}\mathbf{S}_{ij}^{l}\left(\Lambda_x\mathbf{m}_{ij}^{l}+\Lambda_y\mathbf{m}_{ij}^{l}\right)+\mathbf{F}_{ij}^{l}. \qquad (6)$$

Задача решалась с граничным условием $\mathbf{m}\big|_{\Gamma}=\mathbf{e}_z$, то есть предполагалось, что намагниченность активного ферромагнитного слоя в данной структуре закреплена по периметру квадрата Γ в положении, совпадающем с намагниченностью нижнего закрепленного слоя $\mathbf{s}$. В качестве начальных условий было выбрано равномерное распределение намагниченности по сечению структуры с малым локализованным возмущением в ее центре. При шагах сетки $h_x=h_y=h_0$ явная схема имеет порядок точности $\mathrm{O}(\tau+h_0^2)$. Для ее устойчивости необходимо, чтобы $\tau<h_0^2$. Это накладывает ограничения на выбор шагов сетки. Наши расчеты проводились при $\tau=0.000002,\ h_0=0.005$, что обеспечивало устойчивость схемы и точность расчета $2.5\cdot10^{-6}$ безразмерных единиц. Расчет проводился при значениях тока и поля $j=0.5,\quad h=-2.0$.

При анализе полученных изображений можно выделить три фазы динамики намагниченности в активном слое трехслойной структуры. Первая фаза соответствует образованию концентрических кругов с центром в возмущенной области слоя. Возмущение находится далеко от границы, так что граница не влияет на динамику (рис. 2а). О наблюдении таких двумерных распределений сообщается во многих работах по изучению двумерной динамики намагниченности.

По достижении волнами намагниченности границы области она становится источником вторичных спиновых волн, что приводит к их интерференции с волнами первичного возмущения (рис. 2б и 2в). Это, в свою очередь, вызывает модуляцию крупномасштабных кольцеобразных волн (вторая фаза). Далее, на рисунках 2в–2е можно наблюдать развитие модуляционной неустойчивости этих волн, сопровождающееся изменением пространственного периода (третья фаза). Мы наблюдали это явление вплоть до образования четырех пространственных областей возмущения, которое возникало при t в диапазоне от 42 до 50 безразмерных единиц (соответствуют $8\div10$ нс).

Подводя итог, отметим, что выполненный расчет динамики двумерной модели трехслойной ферромагнитной структуры с жестко закрепленной границей является первым шагом изучения процесса переключения ячейки MRAM с перпендикулярной анизотропией с учетом пространственных эффектов. Учет пространственных зависимостей в наших расчетах привел к обнаружению эффекта образования малоамплитудных вихрей в поперечном сечении трехслойной ферромагнитной структуры. В связи с этим возникает ряд закономерных вопросов, касающихся функционирования таких структур в качестве элементов памяти STT-MRAM, которые требуют проведения дальнейших исследований.

Список использованных источников:

1. J.C. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers // JMMM. – 1996. – №159. L1–L7.

2. E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. – 1948. – vol. 240. – pp. 599–642.

3. N. Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Iusipova I.A., Bifurcations in the dynamical system for three-layered magnetic valve // Solid State Phenomena. – 2015. – Vols. 233–234. – pp.431–434.
4. Островская Н.В., Скиданов В.А., Скворцов М.С., Особенности переключения намагниченности в ячейках памяти MRAM с перпендикулярной анизотропией // Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем // Сб. трудов ИППМ РАН. Ч. IV / под общ. ред. акад. РАН А.Л. Стемпковского. М.: – ИППМ РАН. – 2016 – С. 230–236

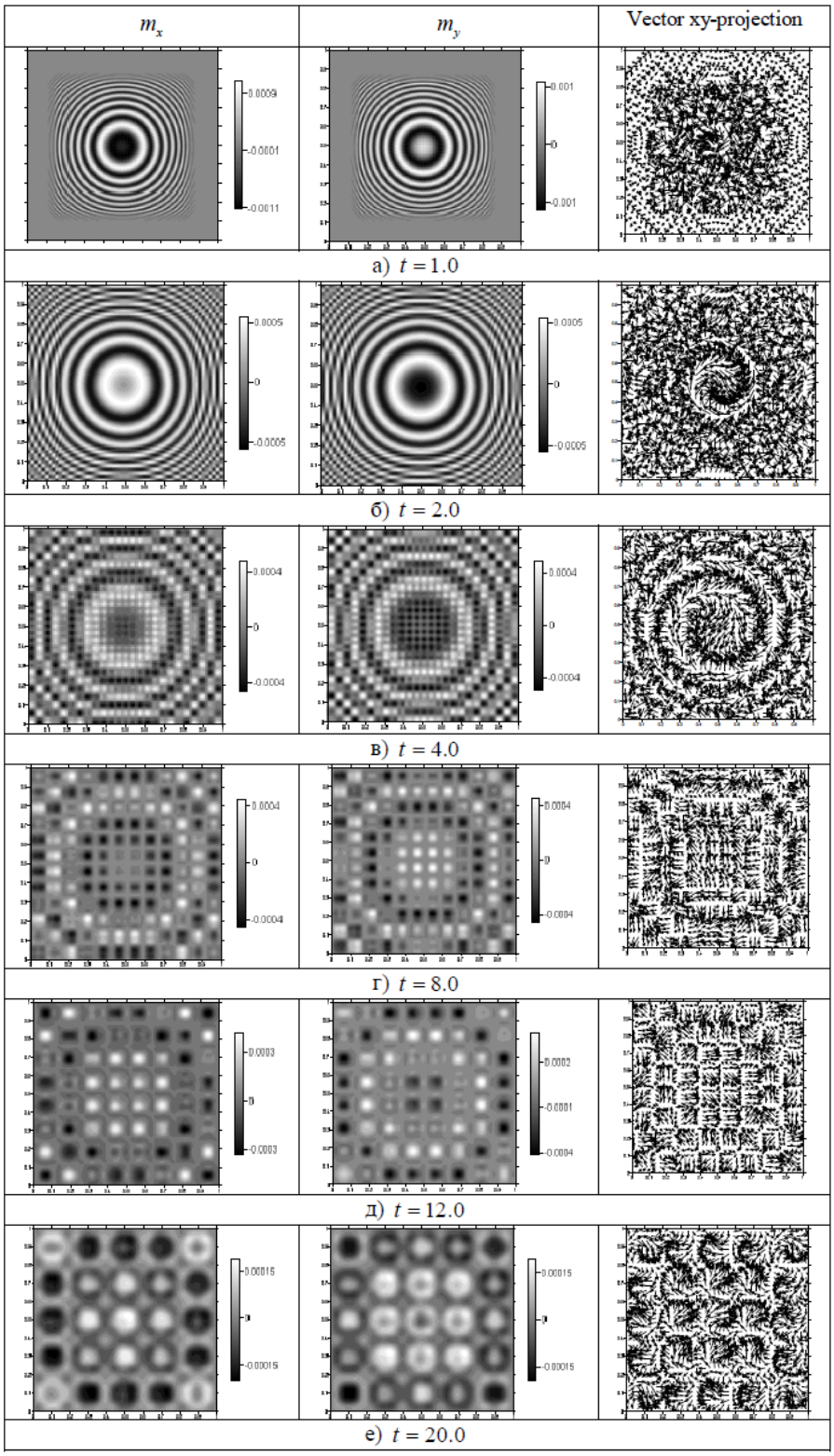


Рис. 2. Фото-изображения функций m_x, m_y в отдельные моменты времени (колонки 1 и 2) и проекция вектора намагниченности на плоскость пленки (колонка 3). Светлые участки на фотоизображениях соответствуют максимам функций, темные участки минимумам.

УДК 538.9

Солитоны в полубесконечных ферромагнетиках с различными типами анизотропий

Киселев В.В.

д.ф.-м.н., Институт физики металлов УрО РАН им. М.Н. Михеева

Расковалов А.А.

к.ф.-м.н., Институт физики металлов УрО РАН им. М.Н. Михеева

Аннотация. *В рамках модели Ландау-Лифшица аналитически описаны уединенные волны – солитоны – в полубесконечном ферромагнетике при краевых условиях, соответствующих частичному закреплению спинов на границе образца. Задача последовательно решена для изотропного, легкоосного, легкоплоскостного и двухосного ферромагнетиков. Проведен сравнительный анализ поведения солитонов в исследуемых системах.*

Ключевые слова: *солитоны, уравнение Ландау-Лифшица, закрепление спинов, кристаллографическая магнитная анизотропия.*

Solitons in the semi-infinite ferromagnets with different types of anisotropies

Kiselev V.V.

Dr. Sc., M.N. Mikheev Institute of Metal Physics UB RUS

Raskovalov A.A.

Ph. D., M.N. Mikheev Institute of Metal Physics UB RUS

Annotation. *In the framework of the Landau-Lifshitz model the solitary waves – solitons – are described analytically at the boundary conditions, corresponding to the partial spin pinning on the boundary of the sample. The problem is successively solved for isotropic, easy-axis, easy-plane, two-axis ferromagnets. Comaparative analysis of the soliton's behavior is made in the investigated systems.*

Keywords: *solitons, Landau-Lifshitz equation, spin pinning, crystallographic magnetic anisotropy*

В книге [1] методом обратной задачи рассеяния (МОЗР) получены точные солитонные решения уравнений Ландау – Лифшица для безграничных ферромагнетиков с различными типами анизотропий: изотропного, легкоосного, легкоплоскостного, двухосного. В работе [2] указана возможность учета границы образца: а именно, указаны наиболее общие смешанные краевые условия на границе, учет которых оставляет задачу интегрируемой и допускает точные решения. Соответствующая модификация МОЗР была проделана в работе [3] на примере нелинейного уравнения Шредингера. В работах [4-9] нам удалось применить схему [3] для интегрирования различных моделей Ландау-Лифшица. Наиболее простым является случай изотропного ферромагнетика. Соответствующее уравнение Ландау-Лифшица (в безразмерных переменных) имеет вид:

$$\partial_t \mathbf{S} = [\mathbf{S} \times \partial_x^2 \mathbf{S}], \qquad \mathbf{S}^2 = 1\,, \tag{1}$$

где $\mathbf{S}(x,t)$ – нормированный вектор намагниченности, $0 < x < \infty$. Интегрируемые краевые условия для него представляются в виде:

$$\mathbf{S}(x,t) \to \mathbf{e} = (0,0,1), \quad \partial_x \mathbf{S}(x,t) \to 0 \quad \text{при} \quad x \to +\infty$$

$$[\mathbf{S} \times (\partial_x \mathbf{S} + h\mathbf{e})]|_{x=0} = 0; \tag{2}$$

$\mathbf{e}$ h можно трактовать как эффективное поле однонаправленной поверхностной анизотропии на границе x=0 образца. Смешанное краевое условие (2) определяет частичное закрепление спинов на границе. При $h \to 0$ имеем условие со свободными краевыми спинами:

$$[\mathbf{S} \times \partial_x \mathbf{S}]|_{x=0} = 0$$

В формальном пределе $|h| \to \infty$ получаем полностью закрепленные спины:

$$S_3|_{x=0} = \pm 1.$$

Интегрирование модели (1), (2) с помощью МОЗР дает два типа солитонов. Первый из них – приграничные солитоны. Они не движутся как целое, но совершают продольные колебания у края образца. Простейший приграничный солитон записывается в виде:

$$S_3 = 1 - \frac{2(h^2 - \nu^2)}{[h\,\mathrm{ch}(\nu\,x) - \nu\,\mathrm{sh}(\nu\,x)]^2}\,, \quad S_1 + \mathrm{i}\,S_2 = \frac{2\,\mathrm{i}\,\gamma(t)\left(h\,\mathrm{sh}(\nu\,x) - \nu\,\mathrm{ch}(\nu\,x)\right)}{[h\,\mathrm{ch}(\nu\,x) - \nu\,\mathrm{sh}(\nu\,x)]^2}\,,$$

$$\gamma(t) = e^{\mathrm{i}\,\varphi(t)}\sqrt{h^2 - \nu^2}\,, \quad \varphi(t) = \nu^2 t + \varphi_0\,, \tag{3}$$

где φ_0 – вещественная постоянная, параметр $\nu > 0$. Намагниченность в области локализации солитона прецессирует с частотой $\omega = \nu^2$ вокруг оси анизотропии Oz. Вид приграничных солитонов существенно зависит от поля h. При h>0 солитону (3) энергетически выгодно отодвинуться от края образца (рис. 1а), а при h<0 – прижаться к краю (рис. 1б). При фиксированной величине поля анизотропии на частоту прецессии налагается ограничение: $\omega < h^2$.

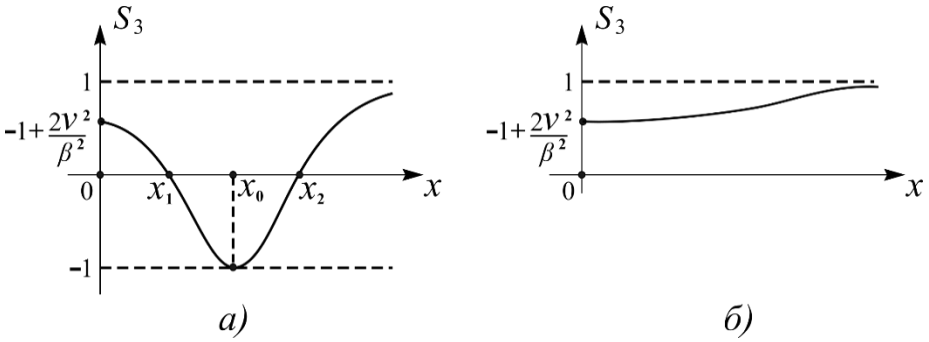


Рис. 1. S_3-компонента намагниченности (3) вблизи края образца при h>0 (а) и h<0 (б)

Второй тип возможных солитонных возбуждений – движущиеся солитоны – бризеры. Бризеры имеют собственную частоту пульсаций и упруго отражаются от границы образца. В результате отражения они приобретают сдвиги центра масс и фазы пульсаций, которые характеризуются степенью закрепления спинов на границе образца.

В случае легкоосного ферромагнетика к правой части (1) добавляется слагаемое $(\boldsymbol{e}, \mathbf{S})[\mathbf{S} \times \boldsymbol{e}]$, где $\boldsymbol{e} = (0,0,1)$ задает направление оси анизотропии, а краевое условие (2) остается прежним. В этом случае в образце также могут формироваться как отражающиеся от границы движущиеся солитоны, так и приграничные. Энергетически выгодно оказывается, когда около границы локализуется при h>0 – четное, а при h<0 – нечетное количество солитонов.

По сравнению со случаем изотропного ферромагнетика, наличие одноосной анизотропии в системе ведет к добавочному ограничению на протяженность солитонов. В размерных переменных характерный масштаб локализации выражается в единицах магнитной длины $l_0 = \sqrt{K/\alpha}$, где $K>0$ – постоянная обменного взаимодействия, $\alpha > 0$ – константа магнитной анизотропии.

Для ферромагнетика с анизотропией типа “легкая плоскость” [6] (базисная плоскость *Oxy* параллельна границе образца) образование неподвижных приграничных солитонов оказывается исключено. Движущиеся солитоны представляют собой отдельные волны поворота намагниченности, либо их связанные состояния – бризеры. Взаимодействие бризеров с границей образца качественно происходит так же, как и в случае изотропного и легкоосного ферромагнетиков: бризер упруго отражается от границы образца, приобретая добавочный сдвиг “центра масс” и фазы пульсаций.

Поведение отдельных волн поворота в образце зависит от величины поля поверхностной анизотропии. В малых полях $|h| < \mathrm{ch}^{-1}\rho$ волна поворота намагниченности в полубесконечном легкоплоскостном ферромагнетике имеет вид:

$$S_1 = -1 + \frac{2}{\tau}\,\mathrm{th}^2\rho\,\mathrm{ch}^2 y\,, \qquad S_2 = -\frac{2\,\mathrm{sign}\,c_0}{\tau}\,\mathrm{th}^2\rho\,\mathrm{sh}\,s\,\mathrm{ch}\,y,$$

$$S_3 = -\frac{2\,\mathrm{sign}\,c_0}{\tau\,\mathrm{ch}^2\rho}\,\mathrm{sh}\,\rho\,\mathrm{ch}\,s\,\mathrm{ch}\,y\,, \qquad \tau = \mathrm{ch}^2 s + \mathrm{th}^2\rho\,\mathrm{sh}^2 y, \tag{4}$$

в то время, как в больших полях $|h| > \mathrm{ch}^{-1}\rho$:

$$S_1 = -1 + \frac{2}{\tau}\,\mathrm{th}^2\rho\,\mathrm{sh}^2 y\,, \qquad S_2 = -\frac{2\,\mathrm{sign}\,c_0}{\tau}\,\mathrm{th}^2\rho\,\mathrm{ch}\,s\,\mathrm{sh}\,y,$$

$$S_3 = -\frac{2\,\mathrm{sign}\,c_0}{\tau\,\mathrm{ch}^2\rho}\,\mathrm{sh}\,\rho\,\mathrm{sh}\,s\,\mathrm{sh}\,y\,, \qquad \tau = s\mathrm{h}^2 s + \mathrm{th}^2\rho\,\mathrm{ch}^2 y, \tag{5}$$

Здесь $y = \frac{z}{\mathrm{ch}\,\rho} - \frac{1}{2}\ln|f|$, $f = \frac{h\,\mathrm{ch}\,\rho+1}{h\,\mathrm{ch}\,\rho-1}$, $s = \frac{\mathrm{sh}\,\rho}{\mathrm{ch}^2\rho}(t-t_0)$, $t_0 = \frac{\mathrm{ch}^2\rho}{2\,\mathrm{sh}\,\rho}\,\ln\frac{|f|}{c_0^2}$; c_0 – вещественная константа, ρ – вещественный параметр. Вдали от края образца солитоны (4), (5) превращаются в хорошо известную волну поворота в безграничном легкоплоскостном ферромагнетике (рис. 2). В момент $t = t_0$ взаимодействия с границей образца ядра солитонов (4), (5) сильно деформируются. А именно, в случае малых полей все спины ложатся в плоскость *Oxz* (рис. 3а) – распределение намагниченности в солитоне (4) становится неелевским, – а при больших полях спины ложатся в плоскость *Oxy* (рис. 3б), и распределение намагниченности в солитоне (5) оказывается блоховским. При этом при $h>0$ намагниченность в солитонах (4), (5) достигает экстремума в некоторой точке $z = z_0 = \mathrm{ch}\,\rho\ \ln|f|\,/2$ вблизи границы (в центрах солитонов).

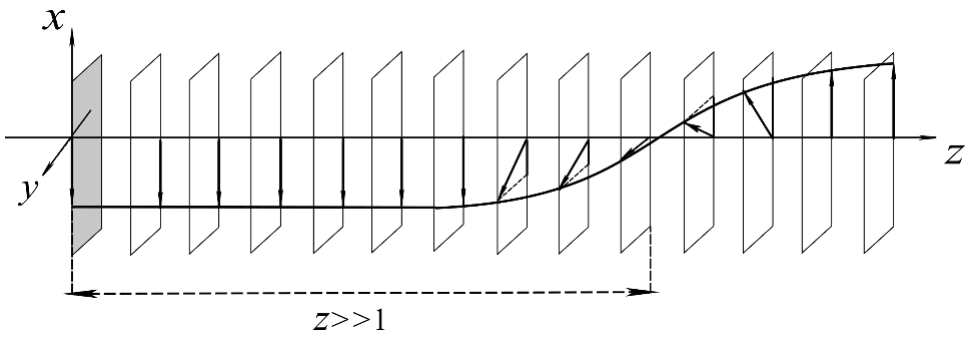


Рис. 2. Волна поворота (4) вдали от границы образца в случае $c_0 > 0$.

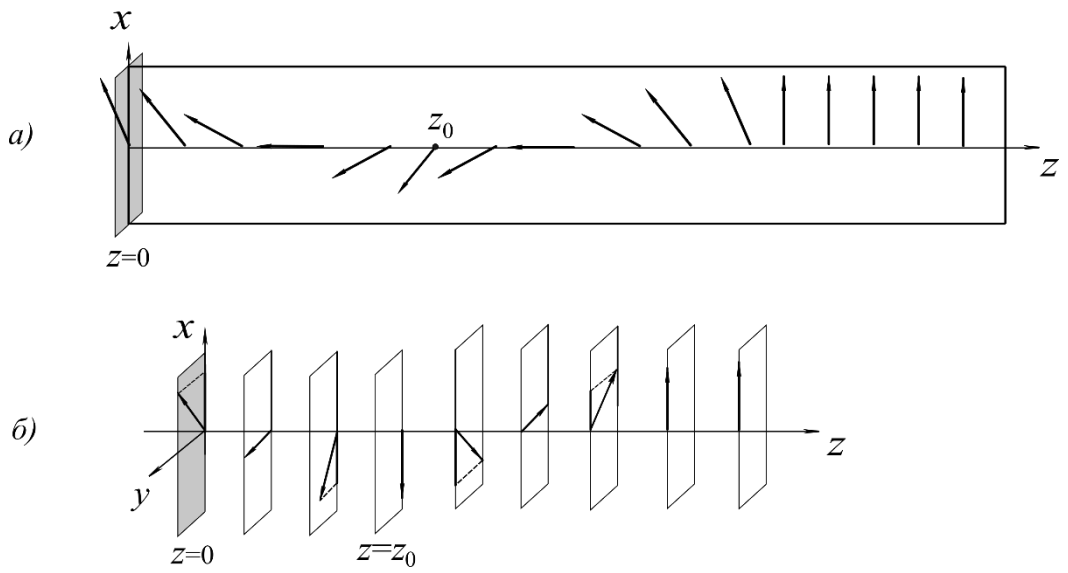


Рис. 3. Солитон (4) (а) и (5) (б) в момент столкновения с границей образца в случае $h>0$

В случае ферромагнетика с двухосной анизотропией приграничные солитоны в образце также не образуются, – их подавляет дополнительная анизотропия в плоскости, параллельной границе образца, которая имеет кристаллографическая происхождение и/или обусловлена учетом размагничивающих полей. Поведение движущихся солитонов – доменных стенок и пульсирующих бризеров – качественно схоже с поведением солитонов при отражении от границы легкоплоскостного ферромагнетика. Числом доменных стенок в образце можно управлять, меняя характер закрепления спинов на границе.

Работа выполнена в рамках гос. задания Минобрнауки России (тема “Квант”, № г.р. 122021000038-7).

Список использованных источников:

1. Борисов А.Б., Киселев В.В. Квазиодномерные магнитные солитоны. – М.: Физматлит, 2014. – 520 с.
2. Склянин Е.К. Граничные условия для интегрируемых уравнений. // Функц. анализ и его приложения. – 1987. – Т. 21, №2. – С. 86-87.
3. Бибиков П.Н., Тарасов В.О. Краевая задача для нелинейного уравнения Шредингера // Теоретическая и математическая физика. – 1989. – Т. 79, №3. – С. 334-346.
4. Киселев В.В. Нелинейная динамика гейзенберговского ферромагнетика на полуоси // ЖЭТФ. – 2023. – Т. 163, №3. – С. 375-386.
5. Киселев В.В. Солитоны в полубесконечном ферромагнетике с анизотропией типа “легкая ось” // Теоретическая и математическая физика. – 2024. [принята в печать]
6. Киселев В.В., Расковалов А.А. Солитоны в полубесконечном ферромагнетике с анизотропией типа “легкая плоскость” // Известия РАН. Серия физическая. – 2024. [принята в печать]

УДК 537.622.6

Дрейф доменных границ в пластинах ферритов-гранатов с температурой магнитной компенсации

Памятных Л.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел НИИ Физики и прикладной математики, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет (НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ)

Лысов М.С.

научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Мехоношин Д.С.

младший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел
НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Памятных С.Е.

PhD, научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Агафонов Л.Ю.

младший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел
НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Шматов Г.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел
НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *В области температур магнитной компенсации Тк и спиновой переориентации исследовался дрейф и колебания доменных границ (ДГ) в монокристаллической пластине – (111) феррита-граната с многоосной магнитной анизотропией. Установлено изменение направления скорости дрейфа ДГ на противоположное при изменении температуры. Определены зависимости скорости дрейфа ДГ от амплитуды гармонического магнитного поля при температурах Т > Тк и Т < Тк.*

Ключевые слова: *Ферриты-гранаты, дрейф доменных границ, динамические доменные структуры*

Drift of domain walls in iron garnet plates with magnetic compensation temperature

Pamyatnykh L.A.

PhD, Senior research fellow, Department of Magnetism of Solids, Research Institute of Physics and Applied Mathematics (DMS RIPAM), Institute of Natural Sciences and Mathematics (INSM), Ural Federal University

Lysov M.S.

Research fellow, DMS RIPAM, INSM, Ural Federal University

Mekhonoshin D.S.

Junior research fellow, DMS RIPAM, INSM, Ural Federal University

Pamyatnykh S.E.

PhD, Research fellow, DMS RIPAM, INSM, Ural Federal University

Agafonov L.Yu.

Junior research fellow, DMS RIPAM, INSM, Ural Federal University

Shmatov G.A.

PhD, Senior research fellow, DMS RIPAM, INSM, Ural Federal University

Annotation. *In the temperature range of magnetic compensation (T_K) and spin reorientation, the drift and oscillations of domain walls (DW) in (111) iron garnet single–crystal plate with multiaxial magnetic anisotropy were studied. A change of the direction of the DW drift velocity to the opposite direction was established with a change in temperature. Dependences of the DW drift velocity on amplitude of harmonic magnetic field at temperatures $T > T_K$ and $T < T_K$ are obtained.*

Keywords: *iron garnets, domain walls drift, dynamic domain structures*

Сообщаются результаты экспериментального исследования и численного моделирования дрейфа доменных границ (ДГ) в пластинах ферритов-гранатов с температурой магнитной компенсации T_K.

На актуальность исследований ферримагнетиков с температурой магнитной компенсации указывалось в [1] в связи с возможными интересными динамическими эффектами в этих материалах.

Изучались колебания и дрейф доменных границ в гармоническом магнитном поле $H = H_0 sin(2\pi ft)$, приложенном перпендикулярно поверхности образца. Частота изменялась в интервале 30 – 1200 Гц, амплитуда достигала 500 Э. Доменная структура (ДС) выявлялась с помощью магнитооптического эффекта Фарадея и регистрировалась на цветную цифровую камеру Basler A504kc со скоростью съемки до 2000 кадров в секунду. Для изучения динамики ДС использовалась стробоскопическая методика [2]. Температура в диапазоне 77 - 300 К поддерживалась с помощью оптического криостата Linkam THMS600, модернизированного для измерений в переменных магнитных полях.

Приводятся результаты, полученные на пластине-(111) феррита-граната $(TbErGd)_3(FeAl)_5O_{12}$ с параметрами: толщина L = 50 мкм, намагниченность насыщения Ms = 40 Гс, константы кубической $K_1 = -3{,}4\cdot10^3$ эрг/см^3 и одноосной $K_u = 5{,}5\cdot10^3$ эрг/см^3 магнитной анизотропии.

На рис. 1 даны модели ДС, которые наблюдались в образце при спин-переориентационном фазовом переходе (СПФП), который имел место при $T < T_K = 193K$. В исходном размагниченном состоянии (рис. 1a) в образце наблюдались две магнитные фазы $\Phi_{[\bar{1}\,1\,1]}$ и $\Phi_{[1\,\bar{1}\,\bar{1}]}$ ($\Phi_{[\bar{1}\,1\,1],[1\,\bar{1}\,\bar{1}]}$). Такое распределение векторов $\boldsymbol{M_S}$ характерно для многоосного кристалла [2].

По разные стороны от T_K наблюдались домены фаз $\Phi_{[\bar{1}\,1\,1],[1\,\bar{1}\,\bar{1}]}$ (схемы на рис. 1a и 1b). При $T < T_K$ наблюдается СПФП $\Phi_{[\bar{1}\,1\,1],[1\,\bar{1}\,\bar{1}]} \longrightarrow \Phi_{[\bar{2}\,1\,1],[2\,\bar{1}\,\bar{1}]} \longrightarrow \Phi_{[1\,1\,1],[\bar{1}\,\bar{1}\,\bar{1}]}$. При этом векторы $\boldsymbol{M_S}$ в доменах укладывались в плоскость образца и формировались широкие (с периодом структуры 250 мкм) полосовые домены магнитных фаз $\Phi_{[\bar{2}\,1\,1],[2\,\bar{1}\,\bar{1}]}$ (схема на рис. 1c). При последующем уменьшении температуры векторы $\boldsymbol{M_S}$ выходили из плоскости образца и ориентировались вдоль осей [1 1 1] и [$\bar{1}\,\bar{1}\,\bar{1}$] (фазы $\Phi_{[1\,1\,1],[\bar{1}\,\bar{1}\,\bar{1}]}$ на рис. 1d).

В интервале температур, включающем T_K, исследовано поведение полосовой ДС различных магнитных фаз в гармоническом поле. В переменном магнитном поле перемагничивание образца начинается с колебаний ДГ, затем при определенной величине поля, зависящего от частоты, начинается направленное движение ДГ – дрейф ДГ. Получена зависимость скорости дрейфа полосовых доменов от амплитуды поля при разных значениях

температуры (рис. 2), а также данные о форме колебаний ДГ при фиксированной частоте (рис. 3).

При $T < T_K$ наблюдался дрейф полосовых доменов магнитных фаз $\Phi_{[\bar{2}\,1\,1],[2\,\bar{1}\,\bar{1}]}$. При этом дрейф полосовых доменов фаз $\Phi_{[\bar{1}\,1\,1],[1\,\bar{1}\,\bar{1}]}$ и $\Phi_{[1\,1\,1],[\bar{1}\,\bar{1}\,\bar{1}]}$ не наблюдался.

Отмечается особенность: домены магнитных фаз $\Phi_{[\bar{1}\,1\,1],[1\,\bar{1}\,\bar{1}]}$, которые формируются симметрично по разные стороны от T_K, дрейфуют при $T > T_K$ и не дрейфуют при $T < T_K$. Возможной причиной является резкое возрастание коэрцитивной силы образца при $T < T_K$.

При $T > T_K$ наблюдается дрейф доменных границ во всем диапазоне температур до 300 К. Зависимости скорости дрейфа V_{dr} от амплитуды H_0 даны на рис. 2. Особенностью динамического поведения полосовой ДС при $T > T_K$ является смена направления дрейфа на противоположное в узком температурном диапазоне 273 – 283 К.

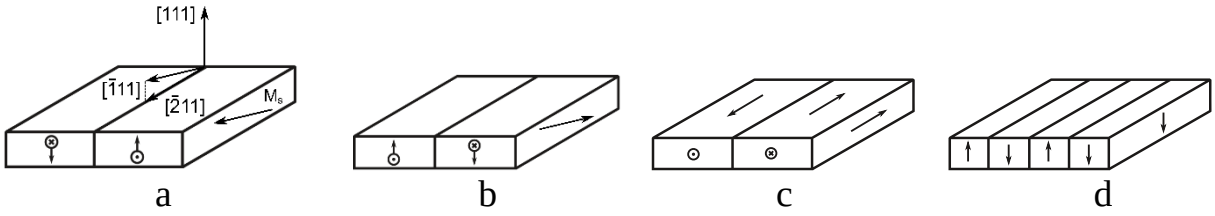


Рис. 1. Модели доменной структуры феррита-граната в области температур магнитной компенсации и спиновой переориентации: T = a) 253 K; b) 153 K; c) 138 K; d) 113 K.

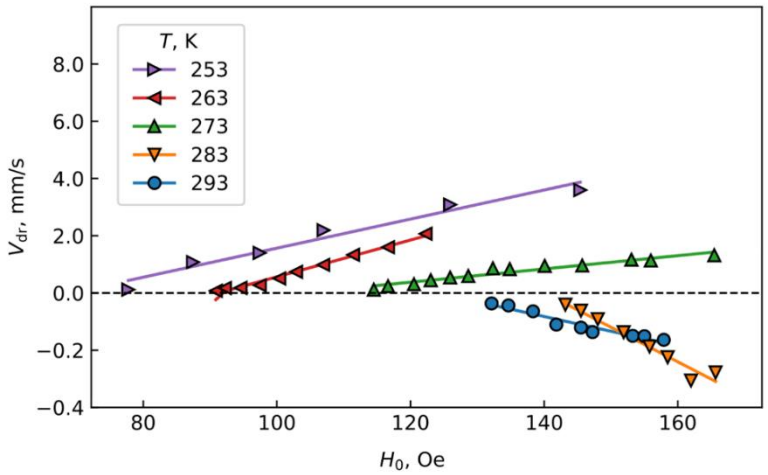


Рис. 2. Зависимости скорости дрейфа полосовых доменов от амплитуды гармонического магнитного поля при $T > T_K$.

В области температур изменения направления дрейфа ДГ (273–283 К) были исследованы колебания ДГ в гармоническом магнитном поле частотой f = 120 Гц при амплитудах поля H_0, недостаточных для начала дрейфового движения ДГ (рис. 3). При этом фиксировались начальные положения ДГ (до подачи магнитного поля) и положения ДГ после выключения поля, которые при достаточно малых значениях амплитуды H_0 совпадали (показаны пунктирными линиями на рис. 3).

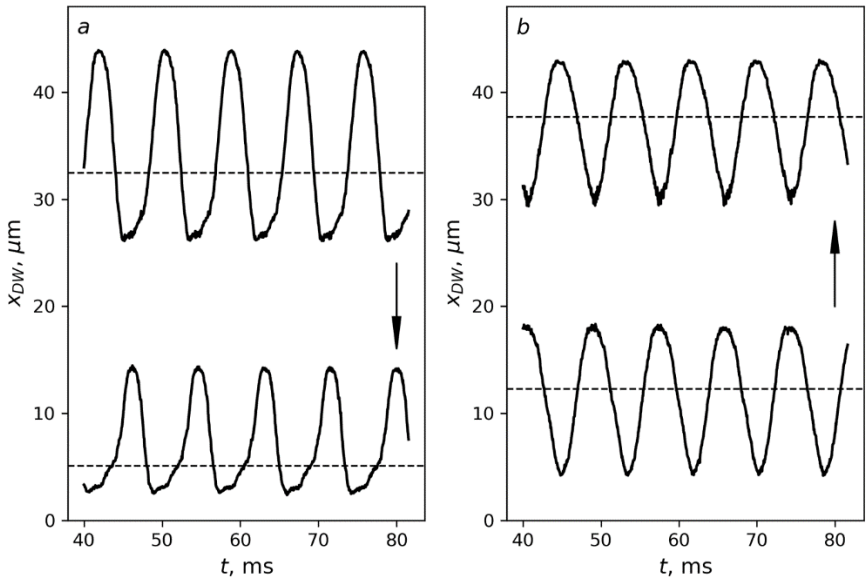


Рис. 3. Формы колебаний доменных границ в переменном магнитном поле частотой f = 120 Гц и амплитудой a) H_0=74 Э и b) H_0=75 Э. Температура образца: a) T=273 K, b) T=283 K. Пунктирными линиями показаны положения доменных границ в отсутствие магнитного поля, стрелками — направления последующего дрейфа доменных границ при данной температуре.

Видно, что форма колебаний ДГ значительно отличается от синусоидальной (что более ярко выражено при Т = 273 К, рис. 3а), при этом колебания ДГ являются несимметричными относительно их положений в отсутствие магнитного поля: в процессе колебаний максимальные смещения ДГ по направлению их дрейфа (вдоль оси x при Т = 273 К, против оси x при Т = 283 К, отмечены стрелками на рис. 3) меньше, чем максимальные смещения ДГ против направления дрейфа.

Возможной причиной смены направления дрейфа ДГ является изменение направления градиента внутреннего поля в образце с изменением температуры [3].

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (тема FEUZ-2023-0020).

Список использованной литературы:

1. З.В. Гареева, С.М. Чен Сверхбыстрая динамика доменных границ в антиферромагнетиках и ферримагнетиках с температурами компенсации магнитного и углового моментов (Миниобзор) // Письма в ЖЭТФ. – 2021. – Том 114, Вып. 4. – с. 250 – 262.
2. Л.А. Памятных, Д.С. Мехоношин, С.Е. Памятных, Л.Ю. Агафонов, М.С. Лысов, Г.А. Шматов Асимметричность колебаний доменных границ в гармоническом и импульсном магнитных полях в кристаллах ферритов-гранатов с дрейфом полосовой доменной структуры // Физика твердого тела. – 2019. – Том 61, Вып. 3. – с. 483 – 492.
3. L. Pamyatnykh, M. Lysov, S. Pamyatnykh, G. Shmatov Reversal of domain walls drift direction in a low-frequency magnetic field in iron garnet crystals // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2022. – Vol. 542. – 168561.

УДК 537.622.4

Обобщенное уравнение Тиля для взаимодействующего с примесью скирмиона

Лобанов И.С.

к.ф.-м.н., доцент физического факультета Университета ИТМО

Уздин В.М.

д.ф.-м.н., профессор физического факультета Университета ИТМО

Аннотация. *Выведено обобщенное уравнение Тиля, описывающее движение скирмиона, взаимодействующего с примесью. Мы показываем, что при включении радиуса скирмиона и толщины доменной стенки в число обобщенных координат движение скирмиона в адиабатическом приближении корректно описывается без использования эффективного потенциала. Для описания динамики за пределами адиабатического приближения мы отмечаем важность учета сопряженных обобщенных импульсов. Мы показываем, что спиральность скирмиона является сопряженной к радиусу, а также выделяем сопряженные к трансляциям импульсы. Точность модели проверена сравнением с численным решением уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта.*

Ключевые слова: *динамика движения магнитных солитонов, магнитные скирмионы, уравнение Тиля, коллективные координаты.*

Generalized Thiele equation for skyrmion interacting with impurity

Lobanov I.S.

C. Sc., Associate Professor, Faculty of Physics, ITMO University

Uzdin V.M.

Dr. Sc., Professor, Faculty of Physics, ITMO University

Annotation. *A generalized Thiel equation describing the motion of a skyrmion interacting with an impurity is derived. If the radius of the skyrmion and the thickness of the domain wall are included in the number of generalized coordinates, the motion of the skyrmion in the adiabatic approximation is correctly described without using an effective potential. To describe dynamics beyond the adiabatic approximation, we note the importance of taking into account conjugate generalized impulses. We show that the helicity of the skyrmion is conjugate to the radius, and we also isolate the pulses conjugate to the translations. The accuracy of the model is verified by comparison with the numerical solution of the Landau-Lifshitz-Hilbert equations.*

Keywords: *dynamics of motion of magnetic solitons, magnetic skyrmions, Thiel equation, collective coordinates.*

Движение доменных стенок (ДС) и топологических солитонов (ТС) в магнетиках является основой многих устройств, таких как беговая память, логические схемы на основе магнетиков, нейроморфные устройства и т. д. [1,2,3] Наличие примесей значительно влияет на динамику солитонов [4,5,6], так для сдвига ДС в беговой памяти требуется значительный ток

спинового переноса из-за застревания ДС на примесях, в то время как магнитные скирмионы могут обегать примесь, и на их отрыв энергия не требуется. Для описания движения ДС и ТС часто используют уравнение Тиля, получаемое сужением уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) на небольшое число степеней свободы, параметризующих некий анзац [6,7,8,9]. Классическое уравнение Тиля [7] работает в предположении сохранения формы солитона и задает только скорость движения его как целого. При взаимодействии с примесями форма солитона может значительно изменяться, что требует рассмотрения большего числа степеней свободы. Метод получения таких обобщенных уравнений Тиля приведен, например, в [9].

Уравнения Ландау-Лифшица являются частным случаем гамильтоновой системы, однако при выводе обобщенного уравнения Тиля этот факт часто игнорируется. Мы показываем, что диссипативная матрица в уравнения Тиля отвечает не только за релаксацию системы, но и за связь обобщенных координат с соответствующими импульсами. Двумя такими обобщенными координатами являются координаты центра скирмиона. В идеализированной модели, рассматривающей скирмион в виде 360-градусной доменной стенки, одну из этих координат можно взять за обобщенную координату, а вторая будет играть роль сопряженного обобщенного импульса. Однако условия гладкости поля намагниченности в центре скирмиона приводят к появлению пары обобщенных импульсов, сопряженных координатам центра скирмиона. Это приводит к появлению массы скирмиона и существованию возбуждения скирмиона, движущегося с постоянной скоростью в отсутствии диссипации, даже если внешние поле и токи отсутствуют.

Простейшим способом учета изменение формы скирмиона является изменение его радиуса, что соответствует возбуждению дыхательной моды [10]. Эта мода легко возбуждается при взаимодействии скирмиона с примесями и другими солитонами, а также при взаимодействии с внешними полями, нагреве и т. п. Мы выбираем радиус скирмиона в качестве одной из коллективных координат. Оказывается, что сопряженным импульсом к радиусу является спиральность скирмиона, т. е. угол, образуемый проекцией намагниченности на плоскость пленки и нормалью к его доменной стенке. Результаты нашего моделирования показывают, что при изменении размера скирмиона учет осцилляций спиральности критичен, так уравнение Тиля с учетом только радиуса дает время релаксации в разы меньше, чем при учете всех степеней свободы в уравнении ЛЛГ.

Взаимодействие с примесью локально возмущает доменную стенку скирмиона, вообще говоря, возбуждая множество мод и нарушая симметрию скирмиона. Однако, при большой диссипации и небольшой величине тока состояние намагниченности в каждый момент времени можно приближенно считать равновесным при заданном ограничении на расстояние между примесью и скирмионом. В работе [6] было показано, что можно определить потенциал взаимодействия с примесью, позволяющий с помощью уравнения Тиля адекватно описать захват скирмиона примесью, срыв с примеси, отталкивание скирмиона от примеси и т. п. Мы показываем, что сложный для вычисления эффективный потенциал можно не вводить, если расширить число степеней свободы, включив радиус скирмиона, ширину его ДС и спиральность. Наш подход также позволяет корректно описывать динамику скирмионов при

более сильных токах и меньших параметрах диссипации, когда динамические эффекты начинают играть значительную роль, и адиабатическое приближение не применимо.

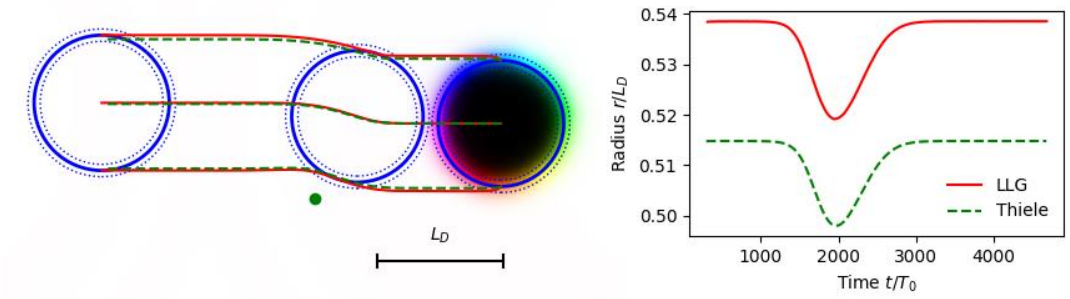


Рис. 1. Сравнение динамики скирмиона с учетом всех степеней свободы из уравнения ЛЛГ (сплошная красная линия) и из уравнения Тиля с учетом только положения центра, радиуса и спиральности. (пунктирная зеленая линия). На левом рисунке показана траектория центра и огибающая к границе скирмиона. Положение примеси отмечено зеленой точкой. Радиус скирмиона и толщина доменной стенки показаны сплошной и пунктирной синими линиями для начального, конечного и самого близкого к примеси положений. Правый рисунок показывает изменение радиуса скирмиона со временем.

Мы описываем динамику скирмиона в тонкой магнитной пленке в присутствии примесей системой дифференциальных уравнений, коэффициенты которой выражаются в виде интегралов, допускающих хорошее приближение алгебраическими выражениями. На Рисунке 1 представлены результаты моделирования движения из уравнения ЛЛГ, учитывая все степени свободы, и сравнение с предсказанием нашей модели. Магнитная пленка описывалась микромагнитной моделью, включающей симметричный обмен с обменной жесткостью A, интерфейсный обмен Дзялошинского-Мории с константой D, анизотропию типа легкая ось с константой K и перпендикулярную плоскости пленки осью. Проведенные нами симуляции показывают, что предлагаемая модель хорошо описывает динамику скирмионов, если основное состояние системы является ферромагнитным. В качестве примера мы приводим результаты расчета для стабилизированного анизотропией скирмиона. В качестве естественных единиц выбраны период спиновой спирали $L_D=4\pi A/D$ и период ларморовской прецессии $T_0=\gamma B_D$ для характерного поля $B_D=D^2/(2M_sA)$. Константа анизотропии $K=1{,}28\ M_sB_D$. Отталкивающая примесь моделируется точечным возмущением анизотропии силы 0,5 с прицельным параметром $0{,}6L_D$. Параметр диссипации равен 0,2 и совпадает с диссипационным параметром тока спинового переноса. Сила тока соответствует переносу на L_D за время 1570 T_0. Равновесный радиус скирмиона равен $\sim 0.5L_D$, а толщина стенки $\sim 0.09L_D$. Примесь не проникает в скирмион, заставляя его изменить траекторию. Результаты симуляции показывают, что величина отклонения скирмиона из-за взаимодействия с примесью адекватно предсказывается обобщенной моделью Тиля. При взаимодействии с примесью радиус скирмиона изменяется на 7%, а спиральность на 0,16°. Численный расчеты динамики из уравнения ЛЛГ требует дискретизации микромагнитной модели, что приводит к ошибкам в вычислениях энергии и оценивании параметров. Обобщенное уравнение Тиля позволяет оценивать параметры солитонов на порядки более точно.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского Научного Фонда

№ 23-72-10028, https://rscf.ru/project/23-72-10028/

1. Fert A., Reyren N., Cros V. Magnetic skyrmions: Advances in physics and potential applications. // Nat. Rev. Mater. – 2017 – 2. – 17031.
2. Finocchio G., Buttner F., Tomasello R., Carpentieri M., Klau M. Magnetic skyrmions: from fundamental to applications. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2016. – 49. – 423001.
3. Parkin S. S. P., Yang S.-H. Memory on the racetrack. // Nat. nanotech. – 2015. – 10. – 195.
4. Reichhardt C. J. O., Milosevic M. V. Statics and dynamics of skyrmions interacting with disorder and nanostructures. // Rev. Mod. Phys. – 2022. – 94. – 035005.
5. Stier M., Strobel R., Krause S., Häusler W., Thorwart M. Role of impurity clusters for the current-driven motion of magnetic skyrmions. // PRB. – 2021 – 103. – 054420.
6. Muller J., Rosch A. Capturing of a magnetic skyrmion with a hole. // PRB. – 2015. – 91. – 054410.
7. Thiele A. A. Steady-state motion of magnetic domains // PRL. – 1973. – 30. – 230.
8. Iwasaki J., Mochizuki M., Nagaosa N. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets. // Nat. commun. – 2013. – 4. – 1463.
9. Clarke D. J., Tretiakov O. A., Chern G.-W., Bazaliy Y. B., Tchernyshyov O. Dynamics of a vortex domain wall in a magnetic nanostrip: Application of the collective-coordinate approach. // PRB. – 2008. – 78. – 134412.
10. Lin S. Z., Batista C. D., Saxena A. Internal modes of a skyrmion in the ferromagnetic state of chiral magnets. // PRB. – 2014. – 89. – 024415.

УДК 537.632

Исследование динамики спиновых волн в связанной латеральной структуре со слоем метала

Одинцов С.А.

к.ф.-м. н., м.н.с. лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Пташенко А.С.

магистр, инженер лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Аннотация. *Однонаправленный перенос информации часто реализуется в магнитных приложениях с помощью фильтров, изоляторов и циркуляторов. В этой работе предложена конструкция однонаправленной магнонной структуры, которая реализована в виде ЖИГ волноводов с латеральной связью, покрытых металлическим слоем. Экспериментально обнаружено и численно подтверждено, что предложенная структура может демонстрировать однонаправленную связь, которая может контролироваться направлением внешнего магнитного поля.*

Ключевые слова: *спиновые волны, магноника, невзаимность, латеральные структуры*

Investigation of spin wave dynamics in a coupled lateral structure with a metal layer

Odintsov S.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, research assistant of the laboratory. "Magnetic Metamaterials

Ptashenko A.S.

Master student, engineer of the laboratory. "Magnetic Metamaterials" SSU

Sadovnikov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

Annotation. *Unidirectional information transfer is often realised in magnetic applications using filters, insulators and circulators. In this work, the design of unidirectional magnon structure is proposed, which is realised as laterally coupled YIG waveguides coated with a metallic layer. It is experimentally found and numerically verified that the proposed structure can exhibit unidirectional coupling, which can be controlled by the direction of the external magnetic field.*

Keywords: *spin waves, magnonics, nonreciprocity, lateral structures*

Исследования переноса спинового импульса в планарных и многослойных магнитных структурах позволяют предположить, что спиновые волны (СВ) могут быть использованы в качестве носителей информации в низкоэнергетических вычислительных устройствах. [1,2] Кроме того, невзаимные свойства СВ используются в устройствах спинтроники, таких как диоды, изоляторы, гираторы и циркуляторы. Невзаимность в СВ объясняется асимметричной эффективностью возбуждения СВ, движущихся в противоположных направлениях, и/или интерференцией между внутриплоскостной и внеплоскостной компонентами динамической намагниченности. Улучшение соотношения амплитуд невзаимности разнонаправленных СВ может принести пользу таким СВ-устройствам, как диоды и изоляторы.[3]

Дипольное взаимодействие между намагниченными латерально параллельными волноводами может быть реализовано при однонаправленном переносе информации с помощью СВ. Теоретически спин-волновая связь изучалась в слоистой вертикальной структуре, состоящей из двух бесконечных пленок, разделенных зазором. Однако для экспериментальных исследований конфигурация такой структуры достаточно сложна из-за ограниченного доступа к отдельным слоям, что необходимо для возбуждения и детектирования распространяющихся СВ. Вместо этого дипольная связь была изучена экспериментально с помощью спектроскопии бриллюэновского рассеяния света.

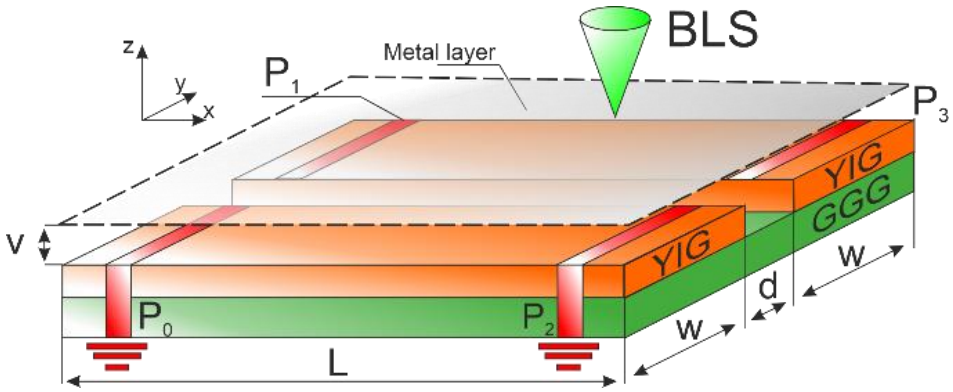


Рисунок 1. Схематическое изображение исследуемой структуры

В настоящей работе исследованы невзаимные свойства СВ, распространяющихся в латерально связанной системе волноводов, покрытых металлом. Экспериментально и численно было обнаружено, что предложенная структура может демонстрировать однонаправленную связь, которая легко управляется направлением внешнего магнитного поля. Такие системы могут служить строительными блоками для магнонных вычислительных архитектур, использующих невзаимное распространение спиновых волн. Схематическое изображение исследуемой системы показано на рис. 1. Два параллельных волновода из железо-иттриевого граната (YIG) (длина 8 мм, ширина w = 200 мкм и толщина t = 10 мкм) расположены латерально параллельно друг другу с зазором d на подложке из гадолиний-галлиевого граната. Над структурой с воздушным зазором v размещен металлический слой.

Экспериментальные и численные расчеты показывают, что, изменяя направление магнитного поля, можно повысить эффективность невзаимного распространения СВ в связанной структуре с металлическим слоем над ней. Таким образом, в системе сопряжения с вышележащим металлическим слоем возникает эффект эффективного невзаимного распространения СВ. В такой системе можно реализовать простой метод управления невзаимным распространением спиновых волн с помощью геометрии и равновесной конфигурации.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№23-29-00610).

Список использованной литературы:

1. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov and D.Grundler, Magnonics // J.Phys. D: Appl. Phys. 43, 264001 (2010)
2. A.V. Sadovnikov, S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova et al. Nonlinear Lateral Spin-Wave Transport in Planar Magnonic Networks// IEEE Magnetic letters, - 2018 - Vol.9, 1, p. 1 - 5.
3. V.G. Harris, Modern Microwave Ferrites // IEEE Transactions on Magnetics 48, 1075 (2012).

УДК 537.611.45

Влияние наклона лёгкой плоскости антиферромагнетика на критические токи

Митрофанова А.Ю.

и.о. м.н.с. ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Матвеев А.А.

инженер ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Сафин А.Р.

д.ф.-м. н., доцент, с.н.с ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Никитов С.А.

академик РАН, д.ф.-м.н., директор ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *В данной работе для антиферромагнитного спин-Холловского осциллятора на основе гематита с лёгкой осью шестого и трудной осью второго порядков сделан переход от уравнений Ландау-Лифшица-Гилберта к упрощённой маятниковой модели, откуда были выведены аналитические выражения для критических токов старта автоколебаний и срыва затухающих колебаний. Полученные аналитические результаты верифицированы микромагнитным моделированием.*

Ключевые слова: *гематит, спин-Холловский осциллятор, критические токи*

The influence of the inclination of the antiferromagnet easy plane on threshold currents

Mitrofanova A.Y.,

Junior researcher of Kotel’nikov Institute of Radioengineering, RAS

Matveev A.A.,

Engineer of Kotel’nikov Institute of Radioengineering, RAS

Safin A.R.,

Doctor of physical and mathematical sciences, Associate professor,
Senior researcher of Kotel’nikov Institute of Radioengineering, RAS

Nikitov S.A.

Academician of the RAS, Doctor of physical and mathematical sciences,
Director of Kotel’nikov Institute of Radioengineering, RAS

Annotation. *In this work, for an antiferromagnetic spin Hall oscillator based on hematite with an easy axis of the sixth order and a hard axis of the second order, a transition was made from the Landau-Lifshitz-Gilbert equations to a simplified pendulum model, from which analytical expressions were derived for the threshold currents of the begining of self-oscillations and the end of damping oscillations. The obtained analytical results were verified by micromagnetic modeling.*

Keywords: *hematite, spin Hall oscillator, threshold currents*

В последние годы антиферромагнитные спин-Холловские осцилляторы (АФМ СХО) вызывают большой фундаментальный и практический интерес, обусловленный сложной в сравнении с ферромагнетиками динамикой намагниченностей антиферромагнитных материалов, а также высокими резонансными частотами антиферромагнетиков и возможностью использования спин-Холловских осцилляторов на их основе в устройствах ТГц электроники [1].

В [2] рассматривалась динамика единичного АФМ осциллятора, где в качестве антиферромагнетика использовался оксид никеля с трудной и лёгкой осями второго порядка, для случая, когда лёгкая плоскость (ЛП) перпендикулярна плоскости образца. Недостаток рассмотренной модели заключается в сложности изготовления образцов с ЛП, перпендикулярной их плоскости. В данной работе мы исследуем динамику единичного СХО на основе скошенного АФМ – гематита, в котором лёгкая ось шестого, а трудная ось – второго порядка, где ЛП отклонена от плоскости, перпендикулярной плоскости образца, на угол Ψ. Важно отметить, что помимо перехода к упрощённой маятниковой модели, сигма-модели, которую используют для математического описания динамики антиферромагнетиков [2, 3, 4], мы также проводим вычислительные эксперименты с помощью программного пакета *BORIS* [5], где численно решаются непосредственно уравнения Ландау-Лифшица-Гилберта.

Результаты вычислительных экспериментов для двух значений углов наклона, полученные с помощью *BORIS*, приведены на рис. 1. Здесь маркерами разных цветов обозначены прямой и обратный ход вычислительного эксперимента, моделирование динамики АФМ во время увеличения и уменьшения плотности постоянного тока соответственнов. $\omega_{\text{gen}} = \sigma J cos\,\Psi/\alpha$ – аналитическое выражение для частоты автоколебаний, где $\sigma = 14 \cdot 10^{-4}\ \text{м}^2/(\text{А} \cdot \text{с})$ – коэффициент спинового переноса, J – плотность постоянного тока, $\alpha = 2 \cdot 10^{-4}$ – коэффициент затухания. Рис. 1 разделён на 3 области критическими токами старта автоколебаний J_{osc} и срыва затухающих колебаний, для которых можно получить следующие аналитические выражения

$$J_{\text{osc}} = 0.2975\,\frac{\alpha\sqrt{\omega_{\text{ex}}\omega_{\text{e}}}}{\sigma cos\Psi},$$

$$J_{\text{th}} = 0.2588\,\frac{\omega_{\text{e}}}{\sigma cos\Psi},$$

где $\omega_{\text{ex,e}} = \gamma H_{\text{ex,e}}$, γ – гиромагнитное отношение, $H_{\text{ex,e}}$ – магнитные поля обмена и анизотропии, для гематита $\omega_{\text{ex}} = 1.55 \cdot 10^{14}\ \text{рад/с}, \omega_{\text{e}} = 1.76 \cdot 10^{7}\ \text{рад/с}$. Для выбранных параметров гематита при $\Psi = 0^o$ $J_{\text{osc}} = 2.22 \cdot 10^{9}\ \text{А/м}^2, J_{\text{th}} = 3.25 \cdot 10^{9}\ \text{А/м}^2$. Для токов $J < J_{\text{osc}}$ реализуется режим затухающих колебаний, при $J > J_{\text{th}}$ реализуется режим автоколебаний, в случае же, когда постоянный ток лежит между токами J_{osc} и J_{th}, реализуется промежуточный режим, т. н. гистерезис, когда динамический режим зависит от начальных условий.

Таким образом, в данной работе из упрощённой маятниковой модели для антиферромагнетиков с лёгкой осью шестого и трудной осью второго порядков получены аналитические выражения для критических токов. Для гематита полученные аналитически и численно с помощью микромагнитного моделирования результаты согласуются друг с другом. Выяснено, что с увеличением угла наклона ЛП критические токи увеличиваются.

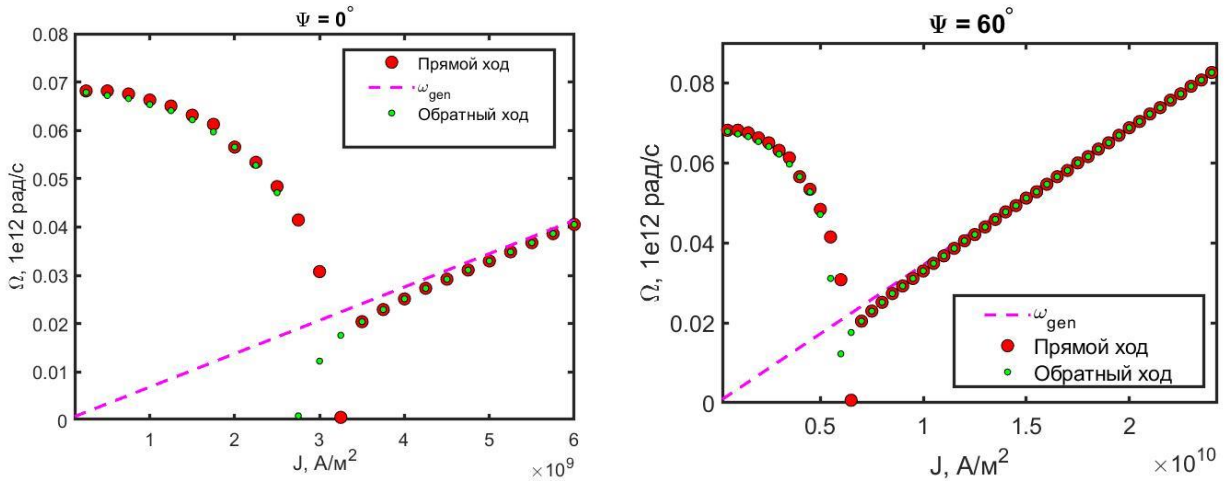


Рис. 1. Результаты микромагнитного моделирования для двух углов наклона лёгкой плоскости гематита. Прямой ход в направлении увеличения плотности постоянного тока, обратный – в направлении уменьшения.

Работа выполнена при поддержке Государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН (FFWZ-2022-0015).

Список использованной литературы:

1. Gomonay O. et al. Antiferromagnetic spin textures and dynamics // Nature Physics. – 2018. – №. 3. – С. 213-216.
2. Khymyn R. et al. Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like oscillator driven by spin current // Scientific reports. – 2017. – №. 1. – С. 43705.
3. Ozhogin V. I., Preobrazhenskii V. L. Effective anharmonicity of elastic subsystem in antiferromagnets // Physica B+ C. – 1977. – С. 979-981.
4. Звездин А.К., Мухин А.А. Новые нелинейные динамические эффекты в антиферромагнетиках // Краткие сообщения по физике ФИАН – 1981. – №. 12. – С. 10-16.
5. Lepadatu S. Boris computational spintronics – High performance multi-mesh magnetic and spin transport modeling software // Journal of Applied Physics. – 2020. – №. 24. – С. 243902.

УДК 537.635

Влияние размеров магнитных наночастиц на структуру и параметры дискретных бризеров в линейной цепочке

Бычков И.В.

д.ф.-м. н., профессор кафедры радиофизики и электроники ФГБОУ ВО ЧелГУ

Кузьмин Д.А.

д.ф.-м. н., профессор кафедры радиофизики и электроники ФГБОУ ВО ЧелГУ

Екомасов Е.Г.

д.ф.-м. н., профессор кафедры теоретической физики ФГБОУ ВО УУНиТ

Аннотация. *Исследованы особенности динамики намагниченности в линейных цепочках магнитных наночастиц, связанных диполь-дипольным взаимодействием. Численное моделирование показало возможность существования локализованных колебаний намагниченности с сильным отклонением от положения равновесия – дискретного бризера. Проведен аналитический расчет частоты такого возмущения, хорошо согласующийся с результатами моделирования. Наличие диссипации приводит к конечному времени жизни дискретного бризера и его переходу к обычной прецессии намагниченности около состояния равновесия. Анализ выражения для частоты бризера показывает, что его существование возможно лишь в том случае, когда одна из главных осей частицы, ориентированная перпендикулярно направлению цепочки, много меньше двух остальных, т.е. когда частицы по форме близки к дискообразным.*

Ключевые слова: *магнитные наночастицы, нелинейная динамика намагниченности, дискретные бризеры*

Influence of size of magnetic nanoparticles on structure and parameters of discrete breathers in linear chain

Bychkov I.V.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of radio-physics and electronics, Chelyabinsk State University

Kuzmin D.A.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of radio-physics and electronics, Chelyabinsk State University

Ekomasov E.G.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of theoretical physics, Ufa University of Science and Technology

Annotation. *The features of magnetization dynamics in linear chains of magnetic nanoparticles connected by dipole-dipole interaction have been studied. Numerical modeling showed the possibility*

of the existence of localized magnetization oscillations with a strong deviation from the equilibrium position - a discrete breather. An analytical calculation of the frequency of such a disturbance was carried out, which is in good agreement with the modeling results. The presence of dissipation leads to a finite lifetime of a discrete breather and its transition to the usual precession of magnetization near the equilibrium state. Analysis of the expression for the breather frequency shows that its existence is possible only in the case when one of the main axes of the particle, oriented perpendicular to the direction of the chain, is much smaller than the other two, i.e. when the particles are close to disk-shaped in shape.

Keywords: *magnetic nanoparticles, nonlinear magnetization dynamics, discrete breathers*

Свойствам периодических массивов магнитных наночастиц уделяется внимание достаточно долгое время [1–4]. Помимо их потенциальной прикладной пользы, эти массивы предоставляют удобную платформу для изучения различных нелинейных магнитных волновых явлений [5–7]. Ангармоническая локализация колебаний в решетках занимает особое место среди других нелинейных волновых явлений. Дискретные бризеры (ДБ) в атомных и спиновых цепочках [8-11] представляют собой периодические во времени и пространственно локализованные возбуждения. В отличие от своих континуальных аналогов, которые обычно существуют только в интегрируемых системах, ДБ могут существовать в дискретных средах, которые не обязательно описываются интегрируемыми уравнениями. Ранее существование ДБ было предсказано теоретически для цепочек магнитных наноточек связанных диполь-дипольным взаимодействием [12]. Однако в расчетах предполагалось отсутствие диссипации, а также не было учтено наличие размагничивающих полей в наночастицах с конечными размерами. Настоящая работа посвящена исследованию возможности и условий существования ДБ в цепочке магнитных наночастиц, с учетом указанных особенностей.

Рассмотрим цепочку ферромагнитных наночастиц находящихся на расстоянии l друг от друга. Каждая частица представляет собой эллипсоид с полуосями a, b и c. Размеры частиц и температурный режим позволяют считать частицы однодоменными с однородным распределением намагниченности. Моделирование динамики намагниченности в цепочке наночастиц проведено в рамках численного решения уравнения Ландау-Лифшица с учетом диссипативного слагаемого в форме Гильберта:

$$\frac{d\boldsymbol{M}_n}{dt} = -\gamma\left[\boldsymbol{M}_n, \boldsymbol{H}_{eff,n}\right] + \alpha\left[\boldsymbol{M}_n, \frac{d\boldsymbol{M}_n}{dt}\right], \boldsymbol{H}_{eff,n} = \boldsymbol{H}_{d,n} + \boldsymbol{H}_{d-d,n}.$$

Здесь $\mathbf{H}_{d,n}$ = ($-N_xM_{x,n}$, $-N_yM_{y,n}$, $-N_zM_{z,n}$) – размагничивающее поле, N_i – размагничивающие факторы наночастицы. Эффективное поле, возникающее в системе за счет диполь-дипольного взаимодействия, имеет следующий вид:

$$\mathbf{H}_{d-d,n} = \sum_{k\neq n} \frac{3(\mathbf{M_k}\mathbf{R_{nk}})\mathbf{R_{nk}} - \mathbf{M_k}|\mathbf{R_{nk}}|^2}{|\mathbf{R_{nk}}|^5},$$

где $\mathbf{R_{nk}}$ – радиус-вектор направленный из центра частицы n в центр частицы k.

В указанной цепочке магнитных наночастиц обнаружено существование ДБ, особенно ярко выраженных в цепочках частиц с $a = b >> c$ (т.е. близких по форме к дискам). На рис. 1 приведен пример моделирования динамики намагничивания и получения ДБ в цепочке из 50 наночастиц Ni с размерами $a = b = 100$ нм, $c = 10$ нм, $l = 500$ нм. Начальное отклонение 25-й частицы составляло $M_z = 0.85M_0$, намагниченности всех остальных частиц были направлены вдоль оси x. Без диссипации компоненты намагниченности M_x и M_y совершают осцилляции, в то время как компонента M_z остается практически неизменной. Из спектра Фурье можно оценить собственную частоту ДБ, которая составляет 8 ГГц, эта частота определяется начальным отклонением намагниченности. При учете диссипации происходит постепенное

уменьшение частоты ДБ, сопровождающееся увеличением амплитуды колебаний компонент M_x и M_y. Качественное изменение в поведении системы наблюдается в момент времени около 3 нс. Тогда осцилляции намагниченности в плоскости *xy* сменяются осцилляциями в плоскости *yz*, т.е. стандартными магнонными колебаниями около равновесного состояния. Компонента M_x при этом релаксирует к равновесному состоянию $M_x = 1$. В спектре Фурье можно отметить широкую полосу частот колебаний, соответствующую плавному уменьшению частоты колебаний ДБ. Энергия ДБ уменьшается с течением времени.

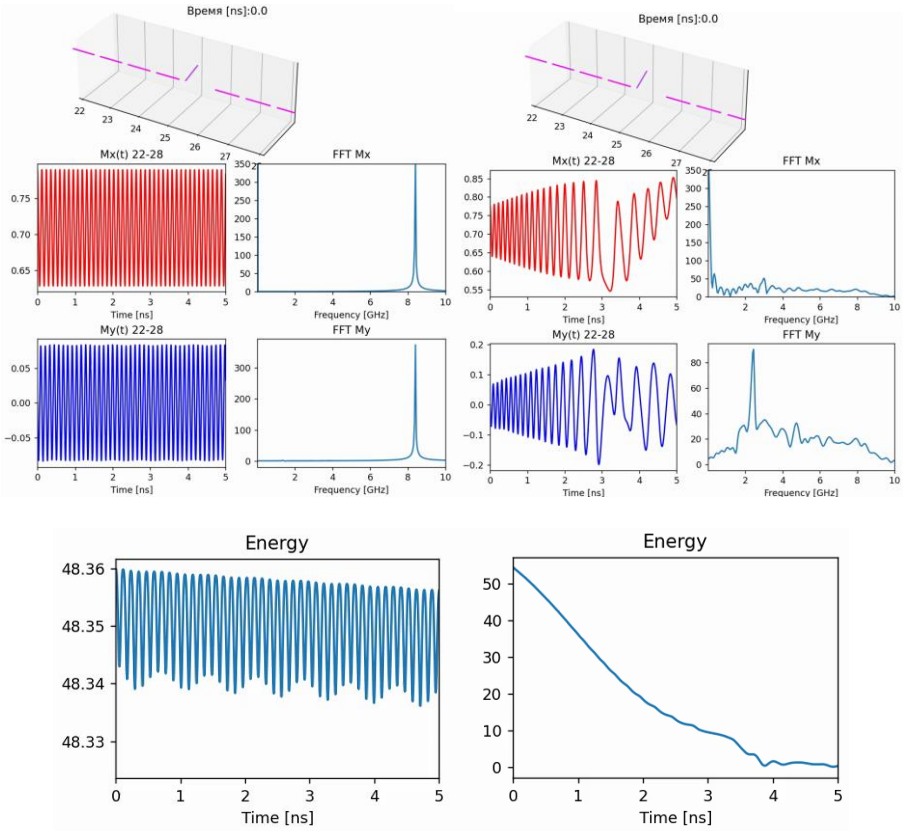


Рис.1 Дискретный бризер в цепочке из 50 наночастиц без диссипации (слева) и с учетом диссипации (справа, α = 0.01). Приведены временные зависимости компонент суммарной намагниченности частиц с номерами от 22 до 28, их Фурье-спектры и временная эволюция энергии бризера.

Исследуем, как зависит частота ДБ от геометрических размеров наночастиц. Для этого пренебрежем диссипацией и рассмотрим колебания намагниченности в одной изолированной частице в двух случаях: когда намагниченность ориентирована вдоль главной оси эллипсоида (оси *x*) и осцилляции происходят в перпендикулярной плоскости *yz*, и когда намагниченность ориентирована вдоль оси эллипсоида с наименьшими геометрическими размерами (оси *z*) и колебания происходят в плоскости *xz*. В первом случае, соответствующем обычным магнитным колебаниям в системе, при $M_x \approx M_{x0}$, M_y, $M_z << M_{x0}$ из уравнения Ландау-Лифшица получаем следующее выражение для частоты собственных колебаний:

$$\omega = \gamma M_{x0}\sqrt{(N_x - N_y)(N_x - N_z)}.$$

Во втором случае следует положить $M_z \approx M_{z0}$, M_x, $M_y << M_{z0}$ получаем колебания с частотой

$$\omega = \gamma M_{z0}\sqrt{(N_z - N_y)(N_z - N_x)}$$

Для одновременного существования обоих режимов, необходимо, чтобы $N_z > N_x, N_y$ и в то же время $N_x < N_y$. Для рассмотренных параметров частиц $a = b = 100$ нм, $c = 10$ нм $N_x = N_y$ и частота обычных магнонов обращается в ноль. В свою очередь $N_z >> N_x, N_y$ и частота осцилляций при сильном отклонении от положения равновесия составляет $\omega \approx \gamma M_{z0}$, где M_{z0} – начальное отклонение намагниченности от равновесного состояния. Различие в частотах колебаний делает возможным при слабой связи локализованное колебание второго типа. Отметим, что в цепочке наночастиц диполь-дипольное взаимодействие снимает вырождение по осям *x* и *y*, что приводит к отличной от нуля частоте нормальных магнитных осцилляций. При учете диссипации неравновесное состояние с ориентацией намагниченности вдоль оси *z* будет релаксировать к основному состоянию с намагниченностью, направленной вдоль оси *x*, а значит в некоторый момент времени режим колебаний с сильным отклонением намагниченности от состояния равновесия перейдет в режим обычных магнитных осцилляций. Этот процесс будет сопровождаться понижением частоты, что и наблюдается при моделировании (см. рис. 1).

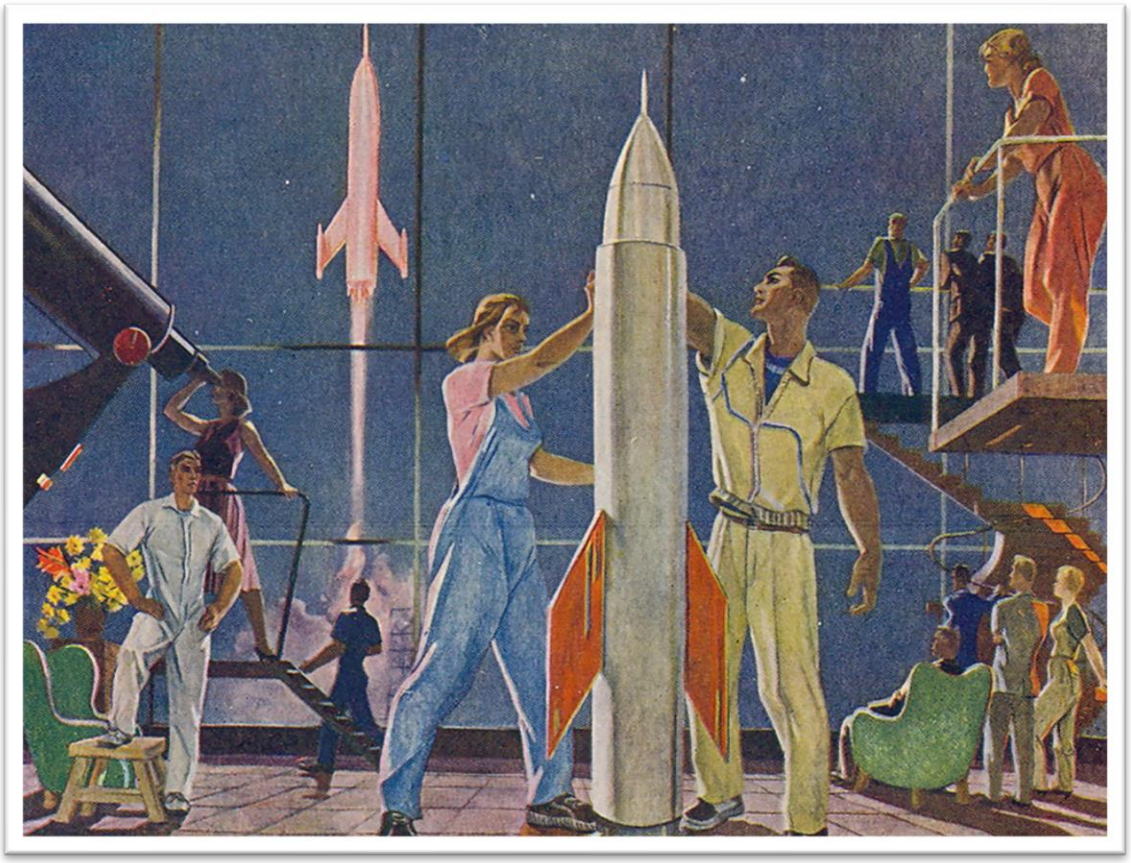
Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 22-19-00355.

Список использованной литературы:

1. Waterman P. C., Pedersen N. E. Electromagnetic scattering by periodic arrays of particles // Journal of applied physics. – 1986. – V. 59. – №. 8. – pp. 2609-2618.
2. Vavassori P. et al. Magnetic switching in submicron-scale periodic magnetic arrays // Journal of Applied Physics. – 2000. – V. 88. – №. 2. – pp. 999-1003.
3. Галкин А.Ю., Иванов Б.А. Нелинейные колебания намагниченности для ферромагнитных частиц в вихревом состоянии и их упорядоченных массивов //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2009. – Т. 136. – №. 1. – С. 87-104.
4. Дзян С. А., Иванов Б. А. Коллективные колебания магнитных моментов цепочки сферических магнитных наночастиц с одноосной магнитной анизотропией //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2013. – Т. 143. – №. 6. – С. 1131-1135.
5. Shinjo T. et al. Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy // Science. – 2000. – Т. 289. – №. 5481. – С. 930-932.
6. Pardavi-Horvath M., Makeeva G. S., Golovanov O. A. Nonlinear phenomena in magnetic nanoparticle systems at microwave frequencies //IEEE Transactions on Magnetics. – 2008. – Т. 44. – №. 11. – С. 3067-3070.
7. Ishizaka S., Nakamura K. Propagation of solitons of the magnetization in magnetic nanoparticle arrays // Journal of magnetism and magnetic materials. – 2000. – Т. 210. – №. 1-3. – С. 15-19.
8. Ovchinnikov A. A. Localized long-lived vibrational states in molecular crystals // Sov. Phys. JETP. – 1970. – Т. 30. – №. 1. – С. 147-150.
9. Flach S., Gorbach A. V. Discrete breathers—advances in theory and applications // Physics Reports. – 2008. – Т. 467. – №. 1-3. – С. 1-116.
10. Дмитриев С. В. и др. Дискретные бризеры в кристаллах // Успехи физических наук. – 2016. – Т. 186. – №. 5. – С. 471-488.
11. Bostrem I. G. et al. Dark discrete breather modes in a monoaxial chiral helimagnet with easy-plane anisotropy // Physical Review B. – 2021. – Т. 104. – №. 21. – С. 214420.
12. Pylypchuk R.L., Zolotaryuk Y. Discrete breathers in an one-dimensional array of magnetic dots // Low Temperature Physics. – 2015. – Т. 41. – №. 9. – С. 733-738.

Ракета следует во много раз плавнее и значительно безмятежнее,
нежели поезд, и данной качки и тряски не имеется.

Юрий Гагарин



Александр Дейнека «Покорители космоса» (1961)

Секция 5. Спиновый транспорт и кинетические эффекты в магнетиках. Элементарные возбуждения и волновые процессы в магнетиках

УДК 537.632

40 лет спиновой сверхтекучести и магнонной Бозе-Эйнштейновской конденсации

Буньков Ю.М.

Д.ф.-м. н., зав. лабораторией Российского Квантового Центра.

Аннотация. *40 лет назад было обнаружено спонтанное образование когерентной прецессирующей намагниченности в сверхтекучем ^{3}He-B. Был получен также когерентный перенос намагниченности – спиновый сверхток. Были исследованы критический спиновый сверхток, сбросы фазы, эффект Джозефсона, Голдстоуновские колебания конденсата, спиновые вихри Абрикосова и т. д. Затем этот класс явлений был обнаружен в антиферромагнетиках со связанной ядерно-электронной прецессией и, наконец в плёнках железо-иттриевого граната при комнатных температурах. В докладе будет дана ретроспектива этих исследований и перспектива приложения данного явления для квантовых вычислений.*

Ключевые слова: *Бозе-Эйнштейновская конденсация, магнитный резонанс, магноны, спиновая сверхтекучесть и магнитооптические эффекты*

40 years of spin superfluidity and magnon Bose-Einstein condensation

Bunkov Yu.M.

Doctor of physical and mathematical Sciences, head laboratory of the Russian Quantum Center

Annotation. *40 years ago, the spontaneous formation of coherent precession of magnetization in superfluid ^{3}He-B was discovered. Coherent transfer of magnetization—spin supercurrent—was also obtained. The critical spin supercurrent, phase slippage, Josephson effect, Goldstone oscillations of the condensate, Abrikosov vortices, etc. were studied. This class of phenomena was then discovered in antiferromagnets with coupled nuclear-electron precession and, finally, in films of yttrium iron garnets at room temperatures. An overview of these studies and the prospect of applying this phenomenon to quantum computing will be considered.*

Keywords: *Bose-Einstein condensation, magnetic resonance, magnons, spin superfluidity and magneto-optical effects*

В 1984 году на первом в Союзе криостате ядерного размагничивания было получено странное явление. Сигнал ядерной магнитной индукции в сверхтекучем ^{3}He-B после импульсного возбуждения, распадался за время T_2*. Однако после некоторой задержки, сигнал спонтанно восстанавливался и затем спадал за время спин решеточной релаксации T_1, которое в тысячу раз медленнее [1]. Такое поведение сигнала было объяснено перераспределением магнонов за счёт "спиновой" сверхтекучести - пространственного противотока сверхтекучих токов квантовых состояний ^{3}He-B с противоположными магнитными моментами [2]. Этот процесс в общем виде относится к одному из механизмов, обеспечивающих Бозе-Эйнштейновскую конденсацию (БЭК) магнонов [3]. БЭК заключается в формировании когерентного квантового состояния неравновесных магнонов. Магноны являются квазичастицами с конечным временем жизни. Однако, если времена установления равновесного распределения в системе неравновесных магнонов существенно короче времен их релаксации, они успевают создать когерентной квантовое состояние, описываемое

когерентной волновой функцией магнонного конденсата. Более того, удалось поддерживать магнонный БЭК непрерывно, компенсирую релаксационную убыль магнонов за счёт возбуждения новых магнонов слабым радиочастотным (РЧ) излучением. При этом магноны возбуждаются с фазой конденсата, а не РЧ поля. Разность фаз между конденсатом и РЧ полем автоматически поддерживает равновесное состояние плотности магнонов, соответствующее частоте прецессии конденсата [4]. Были обнаружены и исследованы явления, связанные со сверхтекучим переносом намагниченности - спиновым сверхтоком, такие как сбросы фазы, эффект Джозефсона, Голдстоуновские колебания конденсата, спиновые вихри Абрикосова и т. д. Эти исследования были отмечены государственной премией Российской Федерации и премией ЮПАП имени Ф. Лондона. Обзоры этого явления можно найти в [5,6].

На современном этапе большой интерес представляет образование магнонного БЭК в твердотельных магнетиках, и в первую очередь в плёнках железо – иттриевом граната (ЖИГ). В [7] теоретически было показано, что такое квантовое состояние может образоваться даже при комнатной температуре. В ряде работ экспериментально продемонстрировано образование магнонного БЭК в ЖИГ [8-10]. Обзор этих работ будет представлен на лекции.

Образование магнонного БЭК в плёнках ЖИГ удалось непосредственно наблюдать оптически, используя эффект вращения Фарадея [11]. В этих экспериментах измерялись амплитуда и фаза прецессии намагниченности в пленке ЖИГ вне области магнонного возбуждения. Согласно квазиклассической теории Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ), отклоненная намагниченность должна распространяться из области возбуждения в виде спиновых волн. Именно такое распределение мы наблюдали в нашей установке при малой амплитуде магнонного возбуждения. Ситуация резко изменилась с увеличением плотности магнонов. При малой мощности накачки 0,05 мВт прецессирующая намагниченность наблюдается преимущественно в области накачки. При увеличении мощности до 6 мВт угол отклонения прецессии резко возрастает даже за пределами области накачки [12]. Зависимость фазы прецессии также сильно зависит от концентрации магнонов. Таким образом, при малой мощности наблюдается возбуждение спиновых волн за пределами области накачки. Длина спиновых волн определяется смещением магнитного поля от резонансного, что хорошо согласуется с теорией ЛЛГ [13]. Однако при больших мощностях накачки спиновые волны исчезают и по обе стороны от возбуждающей зоны образуются области равномерной прецессии. На рис. 1 показано изменение пространственного распределения фазы прецессии с увеличением мощности накачки и, соответственно, концентрации магнонов. Эти исследования были опубликованы в [14].

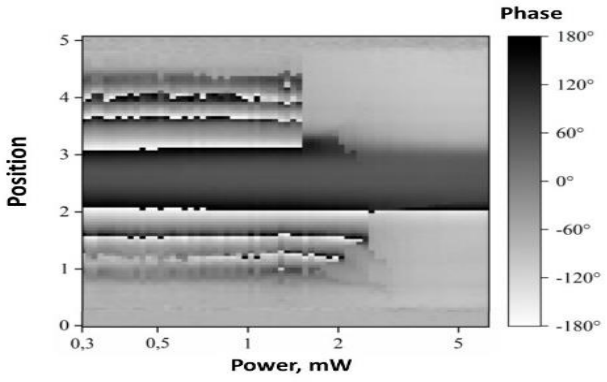


Рис. 1. *Пространственное распределение фазы прецессии при увеличении мощности накачки. Виден переход от спиновых волн к когерентной прецессии за пределами области возбуждения, соответствующий Бозе конденсации магнонов.*

Наконец, большое внимание заслуживают исследования связанных колебаний магнонной подсистемы и поверхностных акустических волн. В частности, было обнаружено, что магнонный БЭК, возбуждённый в одном из образцов ЖИГ, мажет возбуждать БЭК на

другом образце на общей подложке на расстоянии в несколько мм. Данная система может быть рассмотрена как платформа для резервуарных квантовых вычислений, имея ввиду квантовый характер БЭК [15].

В заключение доклада будет рассмотрена принципиальная разница между БЭК магнонов с нулевым волновым вектором к и когерентностью бегущих спиновых волн, возбуждаемых параметрической накачкой, исследуемой в большом количестве работ.

Работа выполнена при финансировании Российским Научным Фондом *(грант #* 22-12-00322).

Список использованной литературы:

1. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Исследования долгоживущего сигнала индукции в сверхтекучем ^{3}He-B // Письма в ЖЭТФ, 40, 256 (1984).
2. И. А. Фомин, Долгоживущий сигнал индукции и пространственно неоднородная прецессия спина в ^{3}He-B // Письма в ЖЭТФ, 40, 260 (1984).
3. G. E. Volovik, Twenty Years of Magnon Bose Condensation and Spin Current Superfluidity in 3He-B // J. Low Temp. Phys., 153, 256 (2008).
4. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, и др., Отличительные особенности непрерывного ЯМР в 3He-B, обусловленного спиновым сверхтоком // ЖЭТФ, 96, 956 (1989).
5. Ю. М. Буньков, Спиновая сверхтекучесть и Бозе Эйнштейновская конденсация магнонов // УФН, **180**, 884, (2010).
6. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, “Spin Superfluidity and Magnon BEC” in Novel Superfluids Ch.4, (eds. Bennemann, K. H. & Ketterson, J. B.) Oxford Univ. Press, Oxford, (2013).
7. Yu. M. Bunkov and V. L. Safonov, Magnon condensation and spin superfluidity // JMMM, 452 30 (2018).
8. Yu. M. Bunkov, Spin Superfluid state at room temperature //AIP Conference Proceedings 2241, 020006 (2020).
9. П.М. Ветошко, Г.А. Князев, А.Н. Кузмичев, и др. Бозе конденсация и спиновая сверхтекучесть магнонов в перпендикулярно намагниченной пленке железо-иттриевого граната // Письма в ЖЭТФ, 112, 313 – 318 (2020)
10. А. Н. Кузмичёв, П. М. Ветошко, Г.А. Князев и др., Особенности взаимодействия магнонного Бозе конденсата с акустическими модами в плёнках железо-иттриевого граната // Письма в ЖЭТФ, 112, 749 (2020).
11. P. E. Petrov, P. O. Kapralov, G. A. Knyazev, et al., Magneto-optical imaging of coherent spin dynamics in ferrites // Optics Express 30, 1737 (2022)
12. P. E. Petrov, P. O. Kapralov, G. A. Knyazev, et al., Optical registration of a coherent magnon state outside of the excitation region // Optics Express 31, 8335 (2023).
13. G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, P. E. Petrov, et al., Direct observation of the transition from spin waves to the magnon Bose condensate // Optics Express 32, 13761 (2024)
14. П. Е. Петров, Г. А. Князев, А. Н. Кузмичёв, и др., Переход в магнонный Бозе конденсат // Письма в ЖЭТФ, 119, 129 – 134 (2024)
15. Г.А. Князев, А.Н. Кузмичев, П. Е. Петров, и др., Взаимодействие магнонных Бозе конденсатов в пленках железо-иттриевого граната через акустическую связь // Письма в ЖЭТФ, 118, 615 – 619 (2023)

УДК 537.9

Магнетотранспорт и магнитная *H-T* фазовая диаграмма в тяжелофермионном Вейлевском полуметалле $YbCoC_2$

Анисимов М.А.

к.ф.-м.н., с.н.с. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Семено А.В.

к.ф.-м.н., с.н.с. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Демишев С.В.

д.ф.-м.н., профессор, г.н.с., Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

зам. директора, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”

Богач А.В.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

н.с. **Краснорусский В.Н.,** к.ф.-м.н., н.с. **Саламатин Д.А.,** к.ф.-м.н., в.н.с. **Сидоров В.А.,** м.н.с. **Боков А.В.,** к.ф.-м.н., зав. лаб. **Цвященко А.В.**

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Аннотация. *Антиферромагнитный (АФМ) Вейлевский полуметалл $YbCoC_2$ с самой высокой температурой Нееля среди соединений на основе иттербия $T_N \approx 25.8$ K был исследован путем детальных измерений транспортных характеристик (удельное сопротивление, поперечное магнитосопротивление) в интервале температур 2−300 K, в магнитных полях до 80 кЭ. Для объяснения отрицательного квадратичного магнитосопротивления (МС) $\Delta\rho/\rho \sim -H^2$, обнаруженного в парамагнитной (ПМ) фазе $YbCoC_2$, применена модель Иосиды, учитывающая рассеяние электронов на локализованных магнитных моментах (ЛММ). Анализ локальной и объемной магнитной восприимчивости предполагает наличие эффектов ближнего магнитного порядка в широкой окрестности температур выше T_N. Из полученных данных была также реконструирована магнитная H-T фазовая диаграмма $YbCoC_2$, анализ которой позволил впервые предположить существование A фазы в этом соединении.*

Ключевые слова: *$YbCoC_2$, Вейлевский полуметалл, отрицательное магнитосопротивление, модель Иосиды, магнитная фазовая диаграмма*

Magnetotransport and magnetic *H-T* phase diagram in heavy fermionic Weyl semimetal $YbCoC_2$

Cand. Sc., senior researcher **Anisimov M.A.,** Cand. Sc., senior researcher **Semeno A.V.**

Prokhorov General Physics Institute of the RAS

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Dr.Sc., professor **Demishev S.V.**

chief researcher, Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

deputy director, Prokhorov General Physics Institute of the RAS

National Research University “Higher School of Economics”

Cand. Sc., senior researcher **Bogach A.V.**

Prokhorov General Physics Institute of the RAS

researcher **Krasnorussky V.N.,** Cand. Sc., researcher **Salamatin D.A.,** Cand. Sc., lead. researcher **Sidorov V.A.,** junior researcher **Bokov A.V.,** Cand. Sc., head of lab. **Tsvyashchenko A.V.**

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Annotation. *Antiferromagnetic (AFM) Weyl semimetal $YbCoC_2$ with the highest for Yb-based compounds Neel temperature $T_N \approx 25.8$ K has been studied by detailed measuring of galvanomagnetic properties (electrical resistivity, transverse magnetoresistance) in a wide range of temperatures 2−300 K and magnetic fields up to 80 kOe. Negative quadratic magnetoresistance (MR) $\Delta\rho/\rho \sim -H^2$ detected in paramagnetic (PM) state was explained in terms of Yosida model, which takes into account the scattering of the conduction electrons on localized magnetic moments (LMMs) of rare-earth (RE) ions. The analysis of both local and bulk magnetic susceptibility allows proposing the existence of short-range correlations in wide PM vicinity of T_N. We also reconstructed magnetic H-T diagram of $YbCoC_2$ and assumed the existence of A-phase in this compound.*

Keywords: *$YbCoC_2$, Weyl semimetal, negative magnetoresistance, model of Yosida, magnetic phase diagram*

В физике систем с сильными электронными корреляциями выделяются тернарные нецентросимметричные карбиды редкоземельных элементов (РЗ) с общей формулой RTC_2 (где R-РЗ металл, а T-переходный металл). Значительное внимание исследователей к этим объектам связано с необычными химическими и физическими свойствами [1-5]. Так для представителей данного класса характерны квантовая критичность [2], реализация состояния Вейлевского полуметалла в $PrRhC_2$, $NdRhC_2$, $GdCoC_2$, и $GdNiC_2$ [1], необычное взаимодействие между магнитной и зарядовой подсистемами в семействе $RNiC_2$ [3], и т.д. Кроме того некоторые из них (например, $GdCoC_2$), имеют перспективы практического применения в качестве рефрижераторов из-за реализации гигантского обратного магнитокалорического эффекта с максимальной амплитудой магнитной энтропии ~ 28.4 Дж/кг K [4]. Также представляется перспективным использование некоторых из представителей RTC_2 при разработке квантовых компьютеров.

В настоящей работе исследуется Вейлевский полуметалл $YbCoC_2$ с коэффициентом Зоммерфельда γ = 190 mJ/mol·K^2 [5], позволяющим классифицировать его в качестве умеренной тяжелофермионной системы. $YbCoC_2$ является единственным антиферромагнетиком из семейства $RCoC_2$ с тяжелыми РЗ элементами (R = Gd-Lu) с максимальной для соединений на основе иттербия температурой Нееля $T_N \approx 25.8$ K. Остальные представители $RCoC_2$ являются ферромагнетиками (ФМ), магнитная структура которых реализована в нескольких различных конфигурациях. По этой причине изучение магнетотранспорта в $YbCoC_2$ может пролить свет на механизмы формирования основного состояния в этой системе.

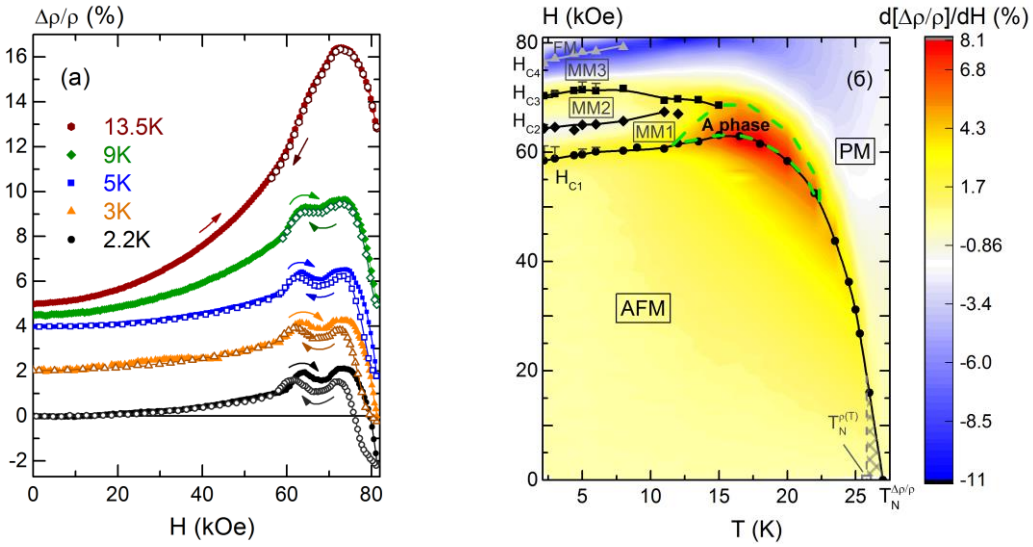


Рис. 1(а) Гистерезис на полевых зависимостях магнитосопротивления в интервале температур T < 13 K, см. текст. Стрелки обозначают направление магнитного поля. (б) Магнитная H-T фазовая диаграмма $YbCoC_2$ вместе с контурным графиком производной магнитосопротивления по полю d[Δρ/ρ(H)]/dH как функции от температуры и магнитного поля. Предполагаемые границы A-фазы показаны зеленым цветом.

В настоящей работе был исследован поликристаллический образец $YbCoC_2$ высокого качества, выращенный в ИФВД РАН при высоком давлении и температуре в камере типа тороид. Контроль качества образцов проводился с использованием метода рентгеновской дифракции, позволившего подтвердить орторомбический тип кристаллической структуры (п.г. *Amm*2, No. 38). Транспортные исследования проводились в интервале температур 2−300 K в магнитных полях до 82 кЭ.

Полученные данные позволили обнаружить смену режимов в точке T_N с переходом от отрицательного магнитосопротивления (ОМС) при $T > T_N$ к положительному магнеторезистивному эффекту в АФМ состоянии. Анализ зависимостей МС в ПМ фазе указывает на доминирование отрицательной квадратичной асимптотики $\Delta\rho/\rho \sim -H^2$, для описания которой применялась модель Иосиды, учитывающая рассеяние электронов проводимости на локализованных магнитных моментах РЗ ионов. В рамках используемого подхода выполнена оценка локальной магнитной восприимчивости χ_{loc}. Показано, что в ПМ окрестности T_N поведение χ_{loc} с хорошей точностью может быть описано кюри-вейссовской зависимостью вида $\chi_{loc} \sim (T - \Theta_p)^{-1}$ с положительной парамагнитной температурой Кюри $\Theta_p \approx$ 9.9К, указывающей на ФМ характер взаимодействия непосредственно перед переходом. На наш взгляд, такое поведение χ_{loc} является аргументом в пользу возникновения в окрестности РЗ ионов ферромагнитных областей наноразмера, причем с переходом в АФМ фазу эти области участвуют в формировании магнитной структуры.

Кроме того, численный расчет производной магнитосопротивления позволил восстановить магнитную *H-T* фазовую диаграмму $YbCoC_2$ (рис. 1б). В дополнении к результатам [6], полученным из анализа намагниченности, в настоящей работе обнаружено несколько дополнительных фазовых границ, наличие которых по косвенным признакам может

быть связано с формированием *A*-фазы во внешнем магнитном поле. Такое предположение основано, с одной стороны, на результатах транспортных исследований изоструктурного $GdCoC_2$, для которого *A*-фаза была ранее идентифицирована в области низких температур [7]. С другой стороны одной из отличительных особенностей *A*-фазы является появление характерного гистерезиса на полевых зависимостях МС (рис. 1а). Схожий эффект был обнаружен ранее для MnSi в [8]. Для проверки этой гипотезы необходимы дополнительные исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ 22-12-00008 (https://rscf.ru/project/22-12-00008/).

Список использованных источников:

1. Ray R., Sadhukhan B., Richter M., Facio J.I., Brink J. Tunable chirality of noncentrosymmetric magnetic Weyl semimetals in rare-earth carbides // Quantum Materials. – 2022. – № 7. –P. 19.
2. Morales F., Mendivil L.F., Escamilla R. Chemical pressure in $SmNiC_{2-x}B_x$ compounds: evidence of a quantum critical behavior // J. Phys.: Condens. Matter. – 2014. – № 26. –P. 455602.
3. Roman M., Strychalska-Nowak J., Klimczuk T., Kolincio K.K. Extended phase diagram of $RNiC_2$ family // Phys. Rev. B. – 2018. – № 97. –P. 041103(R).
4. Meng L., Xu C., Yuan Y., Qi Y., Zhou S., Li L. Magnetic properties and giant reversible magnetocaloric effect in $GdCoC_2$ // RSC Advances – 2016. – № 6. –P. 74765.
5. Salamatin D.A., Martin N., Sidorov V.A., Chtchelkatchev N.M., Magnitskaya M.V., Petrova A.E., Zibrov I.P., Fomicheva L.N., Guo J., Huang C., Sun L., Tsvyashchenko A.V. Dualism of the 4*f* electrons and its relation to high-temperature antiferromagnetism in the heavy-fermion compound $YbCoC_2$ // Phys. Rev. B. – 2020. – № 101. –P. 100406.
6. Salamatin D.A., Krasnorussky V.N., Magnitskaya M.V., Semeno A.V., Bokov A.V., Velichkov A., Surowiec Z., Tsvyashchenko A.V. Some Magnetic Properties and Magnetocaloric Effects in the High-Temperature Antiferromagnet $YbCoC_2$ // Magnetochemistry. – 2023. – № 9. –P. 152.
7. Xu Y., Ren W., Ma S., Chen C., Fang C., Luo X., Mo Z. A peculiar topological Hall effect in noncentrosymmetric ternary carbide $GdCoC_2$ // Appl. Phys. Lett. – 2023. – № 123. –P. 072402.
8. Kadowaki K., Okuda K., Date M. Magnetization and magnetoresistance of MnSi. I // J. Phys. Soc. Jpn. – 1982. – № 51. –P. 2433.

УДК 537.312.8

Магнитотранспортные свойства монокристалла кобальта при низких температурах

Кувандиков О.К.

д.ф.-м.н., профессор кафедры магнетизма Самаркандского государственного университета

Усаров У.Т.

к.ф.-м. н., профессор кафедры «Социальные и естественные науки» Самаркандского государственного архитектурно-строительного университета

Аннотация. *В последнее время стремительно развивается новая область науки и техники - спинтроника, в которых спин электрона наравне с зарядом используется для получения, обработки и передачи информации. Аномальный эффект Холла и его аналог-спиновый эффект Холла привлекают повышенный интерес как один из центральных явлений спинтроники. Представляло интерес исследовать магнитотранспортные эффекты монокристаллического кобальта в сильных магнитных полях в широком диапазоне температур, чтобы полученные результаты сопоставить с имеющимися теоретическими данными. Были проведены исследования полевой и температурной зависимости гальваномагнитных эффектов монокристаллического кобальта в магнитных полях до 75 кЭ, при температурном диапазоне от гелиевых до комнатных.*

Ключевые слова: *Монокристалл, магнитотранспортные эффекты, эффект Холла, сильные поля, низкие температуры.*

Magnetotransport properties of cobalt single crystal at low temperatures

Kuvandikov O.K.
Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism, Samarkand State University

Usarov U.T.
PhD Sc., Professor, Department of Social and Natural Sciences, Samarkand State University of Architecture and Civil Engineering

Abstract. *Recently, a new field of science and technology has been rapidly developing - spintronics, in which the spin of an electron, along with a charge, is used to receive, process and transmit information. The anomalous Hall effect and its analogue, the spin Hall effect, have attracted increased interest as one of the central phenomena of spintronics. It was of interest to study the magnetotransport effects of single-crystal cobalt in strong magnetic fields over a wide temperature range in order to compare the results obtained with the available theoretical data. Studies were carried out of the field and temperature dependence of the galvanomagnetic effects of single-crystal cobalt in magnetic fields up to 75 kOe, at temperatures ranging from helium to room temperature.*
Key words*: Single crystal, magnetotransport effects, Hall effect, strong fields, low temperatures.*

Методика исследования.

Исследования магнитотранспортных эффектов проводились на монокристаллических образцах кобальта с отношением удельного сопротивления $\rho(295\ К)/\rho(4{,}2\ К) = 74$.

Ориентировка кристалла определялась рентгенографическим методом. Из одного слитка монокристалла были вырезаны серии образцов под различными углами относительно гексагональной оси кристалла.

Нормаль к плоскости пластинок, вдоль которой направлялось магнитное поле $\vec{H}$, лежала в плоскости $(10\bar{1}0)$ и составляла различные углы φ с гексагональной осью С кристалла (0, 20, 30, 45, 60, 90° с точностью $\pm$ 2°).

Ток пропускался в направлении $[10\bar{1}0]$, кроме случая $\overline{H} \perp c$, когда ток был направлен по оси -С.

Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом. Для усиления магнитного поля (порядка 80 кЭ) применялись пермендюровые концентраторы формы эллипсоидов вращения.

Для проведения измерений была собрана потенциометрическая установка с чувствительностью 5.10^{-9} В/мм.

Обсуждения результатов.

Наиболее полный теоретический расчет зонной структуры кобальта дан Кондорским [1], Вако и Ямашита [2]. В работах Розенмана и Баталлана [3] было проведено исследование эффекта де Гааза-ван Альфена для изучения топологии поверхности Ферми ферромагнитного кобальта,где указывается на наличие экстремального сечения, нормаль которого составляет угол 30° с осью С. Колеман и Марриз [4] предполагает, что открытые орбиты, кроме направления [0001], могут также существовать в базисной плоскости.

Нами были измерены анизотропия магнитосопротивления гексагонального кобальта в поперечном магнитном поле до 75 кЭ при температуре жидкого гелия.

Измерение проведены для различных ориентаций магнитного поля относительно гексагональной оси - С (φ= 0, 20, 30, 45, 60 и 90° , где φ- угол между направлением магнитного поля и гексагональной ось кристалла). Электрический ток направлен по оси $[11\bar{2}0]$, кроме случая, когда магнитное поле перпендикулярно оси С, то ток идет вдоль С.

Для различных углов φ величина электросопротивления изменяется с ростом магнитного поля неодинаково. Было определено, что когда магнитное поле направлено перпендикулярно гексагональной оси, кривая сопротивления в сильных полях меняется по квадратичному закону, что указывает на существование в плоскостях, параллельных оси С, открытых сечений. Полученные кривые зависимости магнитосопротивления от поля соответствуют топологии поверхностей Ферми Со, приведенных, в работах [5],именно, замкнутые сечения этих поверхностей лежат в плоскости, нормаль которой составляет с осью С угол, равный приблизительно 30°.

Были исследованы анизотропия нормальной (R_o) и аномальной (R_a) постоянных Холла монокристаллического кобальта в температурном интервале от гелиевых до комнатных , во внешних магнитных полях до 75 кЭ. Эффект Холла исследовался на тех же образцах на которых измерялось магнетосопротивление.

Нормальная постоянная Холла R_0 определялась по тангенсу угла наклона прямолинейных участков экспериментальных прямых зависимости поля Холла (на единицу плотности тока) от внешнего магнитного поля, в магнитных полях выше 20 кЭ.

На рис.1. представлены температурные зависимости нормальной постоянной Холла для двух направлений магнитного поля вдоль и перпендикулярно гексагональной оси кобальта.

В работе Волкенштейна и Федорова [6] при исследовании поликристаллического кобальта также наблюдался минимум на кривой R_o (Т). Глубина его зависит от чистоты материала и увеличивается с уменьшением концентрации примесей.

Такую сложную температурную зависимость R_0 можно объяснить на основе предположения, что времена релаксации электронов τ_e и дырок τ_d не одинаковы по величине и имеют различную зависимость от температуры.

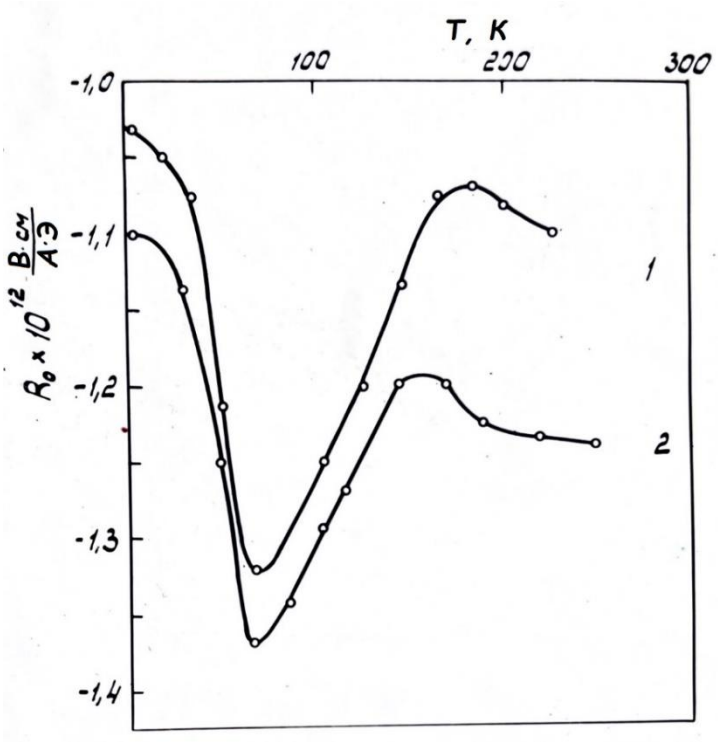


Рис. 1. Температурная зависимость нормальной постоянной Холла кобальта. Кривая 1 - $(\vec{H} \perp c)$*, кривая 2 –когда* $(\vec{H} \parallel c)$.

По современным теориям появление максимума на кривой R_o (T) может быть связано с переходом к режиму сильного поля ($\omega\tau >> 1$) и с сильной анизотропией [7].

Минимум или максимум на кривых R_o (T) зависит от выбора системы координат.

Е.И. Кондорским в работе [1] была изучена связь. аномального эффекта Холла со структурой поверхностей Ферми для переходных ферромагнитных металлов. В этой работе показано, что знак аномальной постоянной Холла существенна зависит не только от формы этих поверхностей, но и от преобладания той или иной ориентации спина электрона в фазовых объемах, которые они охватывают.

В настоящее время считается установленным, что аномальный эффект Холла в ферромагнитных металлах обусловлен спин-орбитальным взаимодействием носителей тока.

Аномальная постоянная Холла рассчитывалась по формуле:

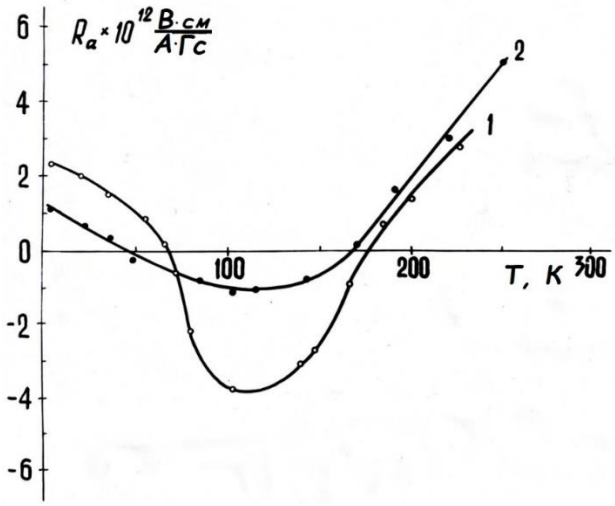
$$R_a = \frac{E_a.d}{I_s.J}$$

где E_a – ЭДС Холла, полученная экстраполяцией прямолинейного участка прямых $\varepsilon = f(H_{\text{вн}})$ на ось ординат, J – сила тока, d –толщина пластинки образца, I_s – намагниченность насыщения при T = 4,2°K.

Температурная зависимость аномальной постоянной Холла R_a представлена на рис.2. На рис.2 дана зависимость аномальной постоянной Холла кобальта от температуры для двух направлений магнитного поля $\vec{H}$, перпендикулярного (кривая I) и параллельного (кривая 2) оси С кристалла.

Видно, что кривая R_a(T) имеет сложный характер, наблюдается минимум при T ≈ 120 К и изменение знака при T ≈ 70 – 80 К и T ≈ 160 - 175 К.

Изменения знака R_a (T) показывает на сложную топологию поверхности Ферми кобальта сочетающий в себе электронные и дырочные области, поверхности со спином «вверх» и со спином «вниз».



В работе [6] также наблюдали минимум в температурной зависимости аномальной постоянной Холла поликристаллического кобальта и переход R_a с отрицательного в положительную область при температурах порядка 180 К (ниже 180 К R_a.<0).

В настоящее время в связи с недостаточно развитой теорией аномального эффекта Холла в области низких температур количественно объяснить характер кривой R_a (Т) не представляется возможным.

Выводы.

1. На основе изучения магнитосопротивления были сделаны выводы ,что замкнутые сечения поверхности Ферми кобальта лежат в плоскости, нормаль которой составляет с осью С угол, равный приблизительно 30°.

2. Было определено, что когда магнитное поле направлено перпендикулярно гексагональной оси кристалла , кривая электросопротивления в сильных полях меняется по квадратичному закону, что указывает на существование в плоскостях, параллельных оси С, открытых сечений.

3. Температурная зависимость нормальной постоянной Холла (R_0) имеет сложный немонотонный ход, которую можно качественно объяснить на основе предположения, о том, что времена релаксации электронов τ_e и дырок τ_d не одинаковы по величине и имеют различную зависимость от температуры.

4. Из температурного хода аномальной постоянной Холла видно, что она два раза меняет знак переходя из положительного в отрицательный и обратно. Наблюдается, что температура перехода R_a с положительного на отрицательный совпадает с минимумом на температурной кривой нормальной постоянной Холла. Такой ход кривой можно связать со вкладом в R_a рассеяния от примесей, несовершенствах кристаллической решетки, собственной и смешанной спин-орбитальной взаимодействием.

Список использованных источников

1. Е.И. Кондорский. Зонная теория магнетизма. Изд. МГУ 1976.1-ч.
2. S. Wakon, I. Yamashita // J.phys.Soc.Japan **28**, 1151 (1970).
3. J. Reseaman, P. Batallan //Phys.Rev., **B5.** 1340 (1972).
4. R.V. Coleman, R.C. Marris // Phys.Rev., **B8,** 317 (1973).
5. G. Asckerman, E. Justi //Phys.Zc. **43**, 207 (1942).
6. В.П. Волкенштейн, Г.В. Федоров// ЖЭТФ, **38**, 64 (I960).
7. В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин. //Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f- металлах и их соединениях. М.-Ижевск:476 с/.

УДК 537.6/.8

Спин-зависимое сопротивление туннельных контактов Co/MgO/InSb

Виглин Н.А.

к.ф.м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Шориков А.О.

к.ф.м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию спин-поляризационных характеристик туннельного контакта. Показано, что спин-зависимое сопротивление туннельного контакта вытекает из особенностей симметрии гибридизированных энергетических зон сандвича ферромагнитный металл/диэлектрик/полупроводник.*

Ключевые слова: *спиновый транспорт, поляризация электронов по спину, спин-зависимое сопротивление*

Spin-dependent resistance of tunnel contacts Co/MgO/InSb

Viglin N.A.

Ph.D., M.N. Mikheev lnstitute of Metal Physics of Ural Branch of RAS

Shorikov A.O.

Ph.D., M.N. Mikheev lnstitute of Metal Physics of Ural Branch of RAS

Annotation. *The work aims to investigate the spin-polarization characteristics of a tunnel contact. It has been shown that the spin-dependent resistance of the tunnel contact follows from the symmetry features of the hybridized energy bands of the ferromagnetic metal/dielectric/semiconductor sandwich.*

Keywords: *spin transport, spin polarization of electrons, spin-dependent resistance*

Инжекция поляризованных по спину электронов из ферромагнитного металла (ФМ) в немагнитный металл или полупроводник является давней целью теоретических и экспериментальных исследований спиновой электроники [1]. Особо привлекательна спиновая инжекция в полупроводники, поскольку использование углового момента электрона (спина) как дополнительного параметра для контроля и управления состоянием электронов может существенно расширить функциональные возможности существующих полупроводниковых приборов [2,3]. Для приборов на основе кремния даже сформулированы новые парадигмы, определяющие направления при проектировании и создании устройств, использующих спин электронов [4,5]. Не меньший интерес представляет инжекция спин-поляризованных электронов в полупроводники группы $A^{III}B^{V}$. Например, в светоизлучающих устройствах на основе полупроводника GaAs возникает поляризованная люминесценции [6,7] В полупроводнике InSb инжекция поляризованных электронов может вызвать отклонение от равновесной заселенности спиновых уровней и даже их инверсию, и как следствие - генерацию электромагнитного излучения [8].

Однако простая схема спиновой поляризации электронов в немагнитном материале при инжекции электронов из ФМ через омический контакт оказалась неработоспособной. Опыты M. Johnson и R.H. Silsbee [9] по инжекции поляризованных электронов из пермаллоя в Al показали чрезвычайно малую её эффективность. Попытки обнаружить в полупроводнике InAs поляризованные электроны, инжектированные через омические контакты с ФМ (пермаллой, Co, Ni) также не увенчались успехом [10]. Крайне низкая эффективность инжекции спин-поляризованных электронов из ФМ в полупроводники подтверждалась расчетами, сделанными G. Schmidt et.al. [11]. Было показано, что если проводимости полупроводника и

ферромагнетика равны, то в полупроводнике может быть достигнута только небольшая спиновая поляризация. Если проводимость полупроводника много меньше, чем ФМ, а поляризация электронов ФМ меньше 100 %, то поляризация электронов в полупроводнике пренебрежимо мала. Коротко вывод формулируется как «несоответствие проводимостей» (the conductivity mismatch) ФМ и полупроводника. В терминах сопротивлений (величин обратных проводимостям), сопротивление r_F ферромагнетика много меньше сопротивления r_N полупроводника, $r_F << r_N$. Такое «несоответствие» наблюдается в подавляющем большинстве реальных ферромагнитных металлов и полупроводников.

В работах E.I.Rashba [12] и A. Fert [13] для решения проблемы несоответствия сопротивлений ферромагнетика и полупроводника ($r_F << r_N$) предлагалось создать между ФМ и полупроводником туннельный контакт (ТК), обладающий *спин-зависимым сопротивлением* r_C. Поляризация тока в полупроводнике P_j может быть выражена через коэффициенты поляризации проводимости в ФМ и ТК, соответственно P_σ^F и P_σ^C.

$$P_j = (r_F P_\sigma^F + r_C P_\sigma^C)/(r_F + r_C + r_N) \qquad (1)$$

При условии $r_C \geq r_N$ и $P_\sigma^C \neq 0$ поляризация тока в полупроводнике уже не будет пренебрежимо малой.

Акцентируем внимание на зависимости сопротивления ТК от направления спина. В работе [**Ошибка! Закладка не определена.**] предположение о существовании такой з ависимости основывались на экспериментальных данных, полученных при исследованиях полупроводников силовым туннельным микроскопом с ферромагнитной иглой из Ni [14]. Исследования показали, что возникает спиновая поляризация туннельного тока, причем величина ее возрастает с уменьшением ширины туннельного барьера. Следует сказать, что асимметрия проводимости для электронов с противоположным направлением спина аналогична поляризации электромагнитных волн в анизотропных кристаллах, определяемая различиями характеристик симметрии для различных кристаллических осей среды, в которой распространяются волны. Заметим, что проводимость в ТК осуществляется через изолятор, например, через тонкий слой диэлектрика, имеет вероятностный характер. Поведение электронов в твердом теле принято описывать с помощью волновых функций Блоха, которые учитывают атомный состав и

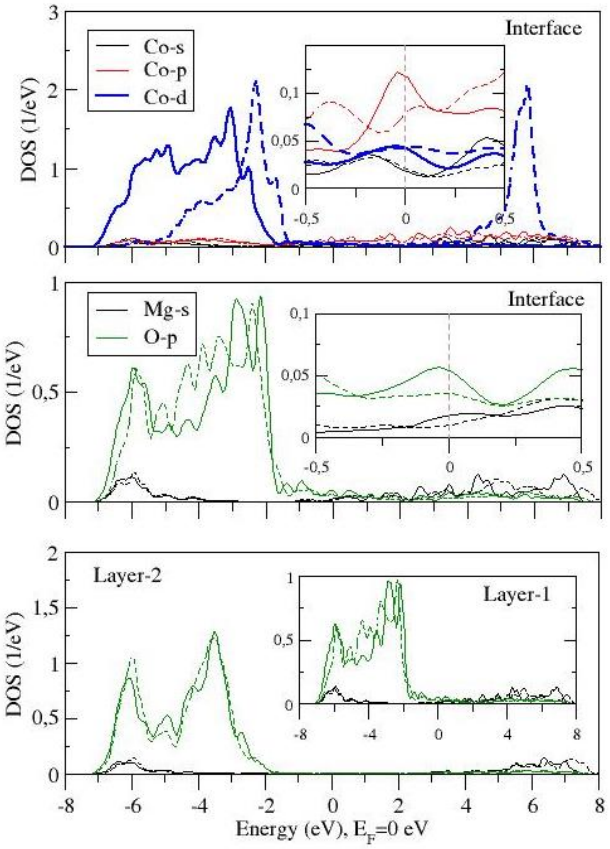


Рис.1 Парциальные плотности электронных состояний (DOS) полученные в методе GGA+U для гетероструктуры Co/MgO, сплошные линии показывают состояния для спина вверх, пунктирные -- для спина вниз. На верхней панели показаны состояния Co в слое интерфейса, на вставке показаны состояния вблизи уровня Ферми. На средней панели показаны плотности состояний MgO в слое интерфейса, вставка показывает те же состояния вблизи уровня Ферми. На нижней панели показаны плотности состояний для второго слоя атомов в пленке MgO. На вставке показаны плотности состояний первого слоя в пленке MgO.

симметрию кристалла, и которым соответствуют энергетические зоны электронов. В ТК, который представляет собой сандвич ФМ/диэлектрик/полупроводник, электронная структура и ФМ и диэлектрика перестраивается вблизи интерфейсов вследствие понижения симметрии и их зоны гибридизируются между собой. Можно предположить, что для функций Блоха, описывающих электроны со спином вверх и со спином вниз, распространяющихся в направлении от ФМ через диэлектрик в полупроводник перпендикулярно интерфейсам, будут различные условия отражения на границах раздела и затухания в диэлектрике вследствие преобразования симметрии зон на пути распространения.

Для проверки предположения были выполнены расчеты зонной структуры в сверхячейках, моделирующих ТК Co/MgO/InSb и отдельно в интерфейсах Co/MgO и MgO/InSb в рамках первопринципной молекулярной динамики. Релаксация кристаллической структуры и расчеты зонной структуры проводились с помощью пакета Quantum Espresso [15] с помощью приближения электронной плотности (DFT) с использованием функционала PBE (Perdew-Burke-Ernzerhof) [16]. На первом этапе была сконструирована сверхячейка, моделирующая сандвич Co/MgO/InSb. Она состояла из пленки InSb (7 плоскостей (110), 2x3 элементарных ячейки), пленки MgO (6 плоскостей (110)) и пленки Co в ГЦК структуре (5 плоскостей (110)). Над пленкой Co располагался слой вакуума 15 Å. Такая сверхячейка дала некорректный результат, поскольку большая разница в постоянных решетки привела к сильному нефизичному растяжению пленок MgO и Co и большим смещениям атомов. В результате произошли существенные изменения электронной структуры, и пленка MgO стала плохим металлом. Можно заключить, что для корректного расчета такого трехслойного сандвича необходимо рассмотреть большие по размеру сверхячейки, чтобы уменьшить рассогласования параметров решетки (постоянная решетки InSb a = 6.63 Å, а у MgO a =4.19 Å, что на 37% меньше). Такие расчеты требуют использования существенных компьютерных мощностей и пока нами не проделаны. Однако имеются литературные данные о теоретических расчеты из первых принципов для ТК Fe/MgO/Fe [17], Co/MgO/Co и FeCo/MgO/FeCo [18], показывающих наличие спин-зависимого сопротивления. Зависимость туннельного сопротивления от направления спина вытекала из-за разной вероятности переходов для спина вверх и спина вниз между состояниями с *s*-, *p*-, и *d*-симметрией в ФМ и диэлектрике [19]

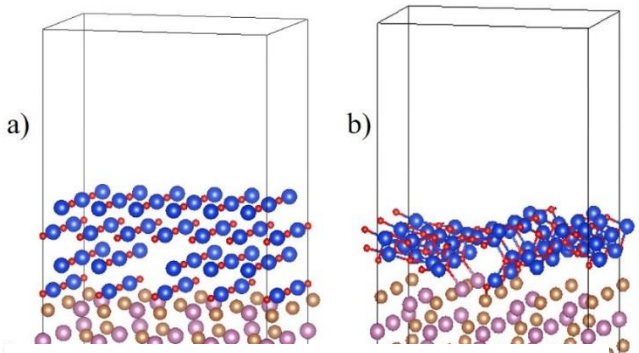


Рис.2 a) – стартовое и b) – конечное состояние сверхячейки «вакуум/MgO/InSb». Сиреневые шары означают In, золотые – Sb, синие – Mg, красные – O.

Нами в дальнейшем были рассмотрены меньшие сверхячейки, содержащие только интерфейсы Co/MgO и MgO/InSb. Для сандвича Co/MgO расчет показал, что вследствие гибридизации *s*-, *p*- и *d*-состояний Co с *p*-состояниями O в MgO, вблизи интерфейса произошло изменение зонной структуры. В двух приграничных слоях происходит металлизация и в запрещенной щели возникают преимущественно *p*-состояния кислорода с явной спиновой зависимостью: плотность состояний *p*-O больше для направления спина вверх. В глубине пленки зонная структура сохраняется такой же как и для стехиометрического образца с запрещенной щелью ~4.5 эВ. Парциальные плотности электронных состояний (DOS) полученные в методе GGA+U для гетероструктуры Co/MgO представлены на Рис 1. В приграничном слое Co *d*-зона расщеплена вследствие корреляционных эффектов, и занятые состояния лежат в области от - 7 до -1.5 эВ, а пустые образуют пик вблизи 6 эВ относительно уровня Ферми. На уровне Ферми наибольший вклад дают *p*-состояния Co, для которых также наблюдается сильная спиновая зависимость: плотность состояний *p*-Co больше для направления спина вверх, в то время как плотность s- и d-состояний практически совпадает. Таким образом относительный вес состояний с разной симметрией отличается для спина вверх и вниз во всех приграничных

слоях интерфейса. Необходимо отметить, что относительные вклады s-, p- и d-состояний в приграничных слоях Co и MgO, имеющих металлический характер, отличаются для разных направлений спина, что, как было показано в работе [19], приводит к возникновению спин-зависимого туннельного сопротивления.

Вторая сверхячейка представляла собой пленку InSb (3 плоскости (110), (2x4 элементарных ячеек)) и пленку MgO, состоящую из 4-х плоскостей (110) (2x6 элементарных ячеек). Над пленкой MgO располагался слой вакуума 15 Å. Мы предположили, что снятие большого напряжения, возникающего за счет эпитаксиальной деформации происходит за счет формирования протяженных дефектов типа дислокаций. Для моделирования такого протяженного дефекта на границе интерфейса MgO и InSb были удалены 2 цепочки MgO из нижнего слоя атомов и 1 цепочка из второго слоя атомов (см Рис. 2 а), таким образом, чтобы сверхячейка оставалась стехиометрической. В результате релаксации в интерфейсе MgO/InSb произошла существенная модификация положения атомов, вызванная большим расхождением величин параметров решеток. Вследствие напряжения, вызванного большой эпитаксиальной деформацией, пленка MgO оторвалась от поверхности InSb, но при этом сохранила контакт в области дислокации, что можно рассматривать как формирование pinhole.

Таким образом, показано, что спин-зависимое сопротивление ТК вытекает из особенностей симметрии гибридизированных энергетических зон сандвича ФМ/диэлектрик/полупроводник. В полной мере эти свойства реализуются в материалах, обладающих совершенной кристаллической структурой. Следовательно, поляризационные свойства ТК во многом определяются качеством диэлектрического слоя, разделяющего электроды ТК. Диэлектрический слой должен быть однородным, плоским, не содержать сквозных отверстий и обладать совместимостью как с ферромагнитным металлом, так и полупроводником [20]

Список использованных источников:

1. J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler et al., Acta Phys. Slov.57, 565 (2007).
2. I. Zutic, J. Fabian, & S.Das Sarma, Rev. Mod. Phys. 76, 323–410 (2004).
3. D. D. Awschalom, & M. E. Flatte, Nature Phys. 3, 153–159 (2007).
4. H. Dery, P. Dalal, L. Cywinski, & L. J. Sham, Nature 447, 573–576 (2007).
5. H. Dery, Y. Song, P. Li, & I. Zutic, Appl. Phys. Lett. 99, 082502 (2011).
6. A.T. Hanbicki, O. M. J. van ’t Erve, R. Magno et. al., Appl. Phys. Lett., 82, 4092 (2003)
7. X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby et. al., Phys. Rev. Lett. 94, 056601 (2005)
8. Н. А. Виглин, В. В. Устинов, В. В. Осипов, Письма в ЖЭТФ 86, 221 (2007).
9. M. Johnson, R.H. Silsbee, Phys. Rev. Lett. 55, 1790 (1985).
10. A.T. Filip, B. H. Hoving, F.J. Jedema et. al., Phys. Rev. B 62, 9996 (2000)
11. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp et. al., Phys. Rev. B 62, 4790 (2000).
12. E. I. Rashba, Phys. Rev. B 62, R16267 (2000)
13. A. Fert and H. Jaffre`s, Phys. Rev. B 64, 184420 (2001)
14. S. F. Alvorado, Phys. Rev. Lett. 75, 513 (1995).
15. P. Giannozzi et al., Journal of Physics: Condensed Matter 21, 395502 (2009).
16. J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof, Physical Review Letters 77, 3865 (1996)
17. W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess et. al., Phys. Rev. B 63, 054416 (2001).
18. X.-G. Zhang and W. H. Butler, Phys. Rev. B 70, 172407 (2004)
19. J. M. MacLaren, X.-G. Zhang, W. H. Butler et. al., Phys Rev. B 59, 5470 (1999)
20. O. M. J. van’t Erve, A. L. Friedman, E. Cobas et. al., Nat. Nanotechnol. 7, 737 (2012).

УДК 538.955

Магнитные свойства и электронная структура полных сплавов Гейслера Co_2MnZ (Z = Si, Ga, Ge, Sn)

Чернов Е.Д.

мл. науч. сотр., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Семянникова А.А.

к. ф.-м. н., науч. сотр., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Ирхин В.Ю.

д-р физ.-мат. наук, г.н.с., заведующий лабораторией квантовой теории конденсированного состояния, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Шредер Е.И.

к. ф.-м. н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Марченков В.В.

д-р физ.-мат. наук, г.н.с., заведующий лабораторией низких температур, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Лукоянов А.В.

к. ф.-м. н., в.н.с., заведующий лабораторией оптики металлов, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Аннотация. *Проведенные расчеты электронной структуры сплавов Co_2MnZ (Z = Si, Ga, Ge, Sn) показали, что они являются полуметаллами и обладают высокой спиновой поляризацией, вплоть до 99% в случае Co_2MnSi. Также были получены значения полных и парциальных магнитных моментов. Экспериментально исследованы электронные транспортные и оптические свойства сплавов Co_2MnZ (Z = Si, Ga, Ge, Sn). Все исследованные сплавы Co_2MnZ являются ферромагнитными, поэтому было проведено разделение нормального и аномального вклада в эффект Холла, а также сделана оценка концентрации и подвижности основных носителей заряда по однозонной модели.*

Ключевые слова: *сплавы Гейслера; электронная структура; транспортные свойства; магнитные свойства; спиновая поляризация;*

Magnetic properties and electronic structure of full Heusler alloys Co_2MnZ (Z = Si, Ga, Ge, Sn)

Chernov E.D.

Junior Research Scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Semiannikova A.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Research Scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Irkhin V.Y.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Chief Research Scientist, Head of the Laboratory of Quantum Theory of Condensed Matter, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Shreder E.I.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Marchenkov V.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Chief Research Scientist, Head of Low Temperatures, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Lukoyanov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Research Scientist, Head of the Laboratory of Metal Optics, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *The calculations of the electronic structure of the alloys Co_2MnZ (Z = Si, Ga, Ge, Sn) showed that they are half-metals and possess high spin polarization, up to 99% in the case of Co_2MnSi. The values of total and partial magnetic moments were also obtained. The electronic transport and optical properties of Co_2MnZ (Z = Si, Ga, Ge, Sn) alloys have been experimentally investigated. All investigated Co_2MnZ alloys are ferromagnetic, therefore, the normal and anomalous contributions to the Hall effect were separated, and the concentration and mobility of the main charge carriers were estimated using the single-band model.*

Keywords: *Heusler alloys; electronic structure; transport properties; magnetic properties; spin polarization*

Полные сплавы Гейслера с общей формулой X_2YZ, где X и Y — как правило переходные *3d* металлы, а Z — *s*- и *p*-элементы, благодаря своим термоэлектрическим свойствам [1], высокой поляризации на уровне Ферми [2], ферромагнетизму и высокой температуре перехода [3] являются одними из перспективных соединений для применения в спинтронике, устройствах памяти и термоэлектрических материалах [4,5]. В частности, особый интерес представляют сплавы на основе кобальта, поскольку в них могут наблюдаться состояния, близкие к полуметаллическим ферромагнетикам (ПМФ) [6], спиновым бесщелевым полупроводникам (СБП) [7], или топологическим полуметаллам (ТПМ) [8].

В нашей работе проведены первопринципные расчеты полных сплавов Гейслера Co_2MnZ для Z= Si, Ga, Ge, Sn на основе теории функционала плотности (DFT), обменно-корреляционный функционал был выбран в форме GGA PBE. Также исследованы электронные и магнитные свойства при низких температурах, и выявлена взаимосвязь их изменения при изменении Z-компоненты. Проведено разделение нормального и аномального вклада в эффект Холла, сделана оценка концентрации и подвижности основных носителей заряда по однозонной модели.

В результате исследования было определено, что из всех исследуемых соединений сплав Co_2MnGa обладает самым низким значением поляризации – 51% и полным магнитным

моментом порядка 4.22 μ_B. Магнитные моменты ионов Co составили 0.73 μ_B, а иона Mn – 2.9 μ_B. При Z = Ge, Si и Sn происходит увеличение как магнитных моментов на ионах, так и полного магнитного момента. Для сплавах $Co_2MnGe(Si)$ значение полного магнитного момента составило порядка 5 μ_B, магнитные моменты отдельных ионов равны 0.98 (1.02) μ_B для Co, 3.13 (3.05) μ_B для Mn. В случае Co_2MnSn значение полного момента составило 5.10 μ_B – наибольшее среди всех исследуемых сплавов. Также Co_2MnSn обладает самым высоким магнитным моментом на Mn – 3.30 μ_B, значения магнитных моментов Co составили порядка 0.96 μ_B. Самой высокой поляризацией на уровне Ферми обладают Co_2MnGe и Co_2MnSi, она составила 92 и 99%, соответственно, у Co_2MnSn – 65%. В целом, сплавы Co_2MnGe, Co_2MnSi и Co_2MnSn являются ферромагнитными полуметаллами, а Co_2MnGa проявляет свойства топологического полуметалла, и обладает большим значением коэффициента аномального эффекта Холла, высоким остаточным сопротивлением и отрицательным температурным коэффициентом сопротивления.

Таким образом, в результате проведенных исследований была выявлена взаимосвязь между электронной структурой, транспортными, магнитными и оптическими свойствами в сплавах Co_2MnZ (Z = Si, Ga, Ge, Sn). Полученные результаты показывают, что исследуемые сплавы Гейслера имеют потенциал для применения в устройствах спинтроники.

Исследование выполнено в рамках проекта Российского научного фонда № 22-42-02021.

Список использованной литературы:

1. Wang, X.T.; Cheng, Z.X.; Yuan, H.K.; Khenata, R. $L2_1$ and XA ordering competition in titanium-based full-Heusler compounds // J. Mater. Chem. C. – 2017, – № 5, – P. 11559
2. Zenasni, H.; Faraoun, H.I.; Esling, C. First-principle prediction of half-metallic ferrimagnetism in Mn based full-Heusler alloys with highly ordered structure // J. Magn. Magn. Mater. – 2013, –№ 333, – P. 162
3. Bentouaf, A.; Hassan, F.H.; Reshak, A.H.; Aïssa, B. First-principles study on the structural, electronic, magnetic and thermodynamic properties of full-Heusler compounds Co_2VZ (Z=Al, Ga) // J. Electron. Mater. – 2017, – № 46, – P. 130
4. Kaur, K.; Dhiman, S.; Kumar R. Emergence of thermoelectricity in half Heusler topological semimetals with strain // Phys. Lett. A. – 2017, –№ 381, – P. 339
5. Kocevski, V.; Wolverton, C. Designing high-efficiency nanostructured two-phase Heusler thermoelectric // Chem. Mater. – 2017, –№ 29, – P. 9386
6. Katsnelson, M. I.; Irkhin, V. Yu.; Chioncel, L.; Lichtenstein, A. I.; de Groot, R. A.; Half-metallic ferromagnets: From band structure to many-body effects // Rev. Mod. Phys. – 2008, –№ 80, – P. 315
7. Manna, K.; Sun, Y.; Muechler, L.; Kübler, J.; Felser, C. Heusler, Weyl and Berry // Nat. Rev. Mater. – 2018, –№ 3, – P. 244
8. Xu, S.-Y.; Belopolski, I.; Alidoust, N.; Neupane, M.; Bian, G.; Zhang, C.; et al. Discovery of a Weyl fermion semimetal and topological Fermi arcs // Science – 2015, –№ 349, – P. 613

УДК 538.955

Изучение влияния эллиптичности в спин-трансферных нано-осцилляторах, синхронизованных с помощью диполь-дипольного взаимодействия

Устинов К.А.

магистр кафедры магнетизма Физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Стрелков Н.В.

к.ф.м.н., с.н.с. кафедры магнетизма Физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Котельникова О.А.

к.ф.м.н., доцент кафедры магнетизма Физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *В настоящее время большой интерес представляют устройства на основе спинтроники – науки на стыке магнетизма и электроники. Нано-гетероструктуры с магнитным туннельным переходом (МТП) обычно имеют свободный слой в форме тонкого диска толщиной менее 10 нанометров и диаметром в несколько десятков. Использование спин-поляризованного тока, протекающего перпендикулярно гетероструктуре, позволяет, при определенных значениях тока, компенсировать диссипацию энергии за счет спин-трансферного эффекта и вызвать стационарную прецессию намагниченности свободного слоя. МТП-структуры такого типа называются спин-трансферными нано-осцилляторами (СТНО) и могут быть использованы в качестве источников СВЧ-излучения. Использование массивов СТНО позволяет увеличить излучаемую мощность. Важной особенностью таких гетероструктур является линейная зависимость частоты колебаний от приложенного напряжения. В данной работе исследуется влияние эллиптичности формы свободного слоя пары СТНО на качество синхронизации.*

Ключевые слова: *спинтроника, спиновый торк, спин-трансферные нано-осцилляторы*

On influence of ellipticity in spin-transfer nano-oscillators synchronized via dipole-dipole interaction.

Ustinov K.A.

5th year student at magnetism department of faculty of physics at Lomonosov MSU

Strelkov N.V.

Ph.D, lead scientist at magnetism department of faculty of physics at Lomonosov MSU

Котельникова О.А.

Ph.D, docent at magnetism department of faculty of physics at Lomonosov MSU

Abstract. *Currently, devices based on spintronics, a science at the intersection of magnetism and electronics, are of great interest. Nano-heterostructures with a magnetic tunnel junction (MTJ) usually have a free layer in the form of a thin disk with a thickness of less than 10 nanometers and a diameter of several tens. The use of a spin-polarized current flowing perpendicular to the heterostructure allows, at certain current values, to compensate for energy dissipation due to the spin-transfer effect and cause stationary precession of the magnetization of the free layer. MTJ structures of this type are called spin-transfer nano-oscillators (STNO) and can be used as sources*

of microwave radiation. The use of STNO arrays allows you to increase the radiated power. An important feature of such heterostructures is the linear dependence of the oscillation frequency on the applied voltage. This paper examines the influence of the ellipticity of the shape of the free layer of a STNO pair on the quality of synchronization.

Keywords: *spintronics, spin-transfer torque, spin-transfer-nano-oscillators.*

Исследование прецессии, возникающей из-за компенсации диссипации энергии прецессии намагниченности за счёт эффекта спинового торка, представляет большой интерес как с точки зрения фундаментального изучения динамики нано-размерных магнитных систем, так и с точки зрения создания модулируемых по частоте СВЧ-генераторов.

Однако мощность, создаваемая одиночным СТНО, находится в диапазоне от пико- до нановатт, чего недостаточно для каких-либо практических приложений. Увеличение выходной мощности СТНО необходимо их для успешного применения в качестве источников высокочастотного магнитного поля.

Перспективным методом усиления мощности генерируемого ВЧ-поля СТНО является использование массивов (десятков или сотен) когерентных нано-осцилляторов, синхронизируемых с помощью диполь-дипольного взаимодействия. Большая выгода этого метода заключается в том, что так как плотность энергии электромагнитного поля пропорциональна квадрату напряженности поля (то есть квадрату амплитуды), следовательно, мощность пропорциональна квадрату числа СТНО, прецессирующих синфазно. Этот массив позволяет создавать не только ВЧ-сигнал большой мощности, но и использовать эту систему для нейроморфных вычислений**.**

Для более детального понимания свойств массивов взаимодействующих СТНО необходимо рассмотреть взаимодействие двух СТНО. Ранее были рассмотрены: уединенный СТНО с эллиптичностью[1] и система из двух взаимодействующих круглых СТНО[2]. Наша идея заключается в объединении этих подходов.

Свободная энергия свободного слоя одиночной МТП-структуры, через которую течет ток с поляризацией **p** выражается следующим образом:

$$E = -\mu_0 M_s \vec{H}_{ext} * \vec{m} + \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \sum_{i=x,y,z} N_i^2 \, m_i \tag{1.1}$$

где **m** – единичный вектор вдоль намагниченности свободного слоя, M_s – намагниченность насыщения, $\mathbf{H}_{ext}$ – внешнее однородное магнитное поле, N_i – диагональные компоненты тензора размагничивания. Динамика намагниченности описывается уравнением Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта с дополнительными слагаемыми:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma(\vec{m} \times \mu_0 \vec{H}_{eff}) + \alpha(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}) - \gamma a_{||} V[\vec{m} \times [\vec{m} \times \vec{p}]] \tag{1.2}$$

где γ – гиромагнитное отношение свободных электронов, α – константа затухания Гильберта, $a_{||}$ – феноменологическая спин-транспортная константа и V – приложенное напряжение, ξ_0 – средний угол стационарной прецессии.

Эффективное поле рассчитывается из свободной энергии:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{\delta E}{\delta m} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ H_z \end{pmatrix} - M_s \begin{pmatrix} N_x m_x \\ N_y m_y \\ N_z m_z \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

Принимая во внимание постоянство по модулю вектора m, в сферических координатах получим:

$$\omega_0 = \dot{\phi} = \gamma \frac{a_{||} V}{\alpha} \tag{1.4}$$

Формула частоты стационарной прецессии одиночного СТНО с учетом его эллиптичности была получена ранее в работе 2022 года [1]:

$$f \approx \frac{1}{2\pi}(\omega_0 - N_{||}^2 \frac{\omega_M^2}{\omega_0} \times [1 - \frac{\xi_0}{2}\frac{N_p\omega_M}{2\omega_0} + \frac{1}{2}(\frac{N_p\omega_M}{2\omega_0})^2]) \quad (1.5)$$

$$\omega_M = \gamma_0' M_s; \xi_0 = \cos\theta_0 = \frac{\alpha\omega_H + \omega_J}{\alpha N_p \omega_M}; \omega_J = \gamma_0' \frac{a_{||} V}{\mu_0}; \omega_H = \gamma_0' H_z; \gamma_0' = \frac{\gamma\mu_0}{1+\alpha^2};$$

$$N_p = N_z - \frac{N_x + N_y}{2}; N_{||} = \frac{N_y - N_x}{2};$$

Если рассматривать систему из двух взаимодействующих СТНО, можно получить систему уравнений, которая решается численно:

$$\frac{d\vec{m}_{1,2}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}([\vec{m}_{1,2} \times \vec{H}_{eff1,2}] + \alpha[\vec{m}_{1,2} \times [\vec{m}_{1,2} \times \vec{H}_{eff1,2}]]) \quad (1.6)$$

$$\vec{H}_{eff1,2} = \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} + \frac{a_{||}V}{\mu_0}[\vec{m}_{1,2} \times \vec{p}] - M_s \begin{pmatrix} N_x m_{x1,2} \\ N_y m_{y1,2} \\ N_z m_{z1,2} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} D_x m_{x2,1} \\ D_y m_{y2,1} \\ D_z m_{z2,1} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Численное решение проводилось в пакете Wolfram Mathematica. Исследовалась система из двух СТНО с эллиптичностью, ориентированных относительно друга двумя способами: длинными сторонами друг к другу и короткими сторонами друг к другу. В случае, когда частоты стационарной прецессии свободных слоев СТНО совпадали, система считалась синхронизованной.

Расстоянием синхронизации называется максимальное расстояние между краями пары СТНО, при которой прецессии их свободных слоев когерентны.

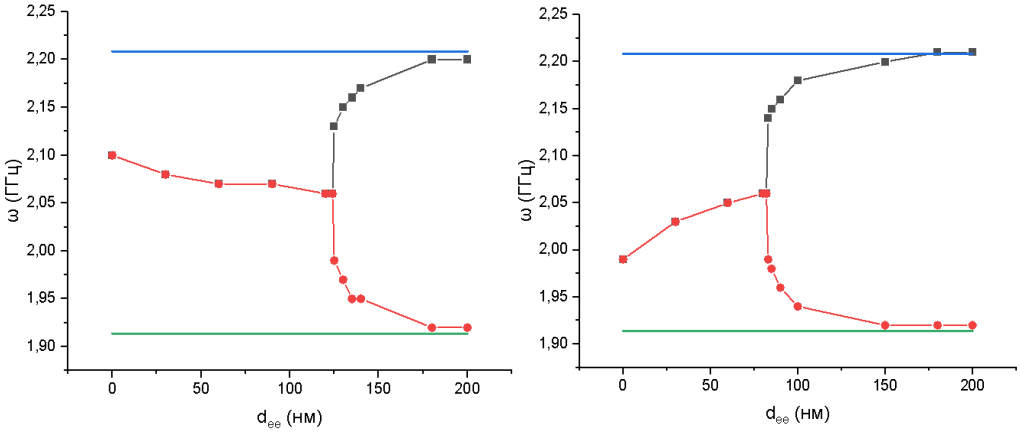


Рис. 1. График зависимости частоты синхронизации пары СТНО, повернутых длинными (слева) и короткими (справа) сторонами друг к другу. Чёрным обозначена частота первого СТНО, красным второго. Синяя и зеленая прямые обозначают стационарную прецессию с учетом эллиптичности для первого и второго изолированных СТНО соответственно, рассчитанные по формуле (1.5). Параметры системы: Dx = 50 нм, Dy = 52 нм, t = 3 нм, V = 0.05 В, α = 0.01, Ms = 10^6 А/м, Hz = 0 А/м, a||1 = 16 мТл/В, a||2 = 14 мТл/В

Из полученных данных(рис.1) следует, что способ расположения пары СТНО влияет на получаемое расстояние синхронизации (124 и 83 нм, для расположения длинными сторонами друг к другу и короткими соответственно) и что лучший результат достигается при ориентации их длинными сторонами друг к другу.

На рис. 2 изображен график зависимости расстояния синхронизации от эллиптичности СТНО для 2х конфигураций. Согласно полученным данным, увеличение эллиптичности пары СТНО при их ориентации длинными сторонами друг к другу положительно сказывается на качестве синхронизации, а ориентация короткими сторонами негативно.

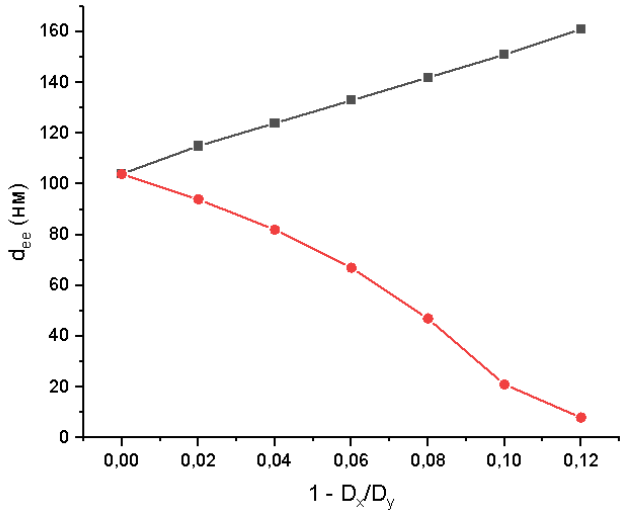


Рис. 2: График зависимости расстояния синхронизации для пары СТНО с различной эллиптичностью. Черным цветом – СТНО, расположенные длинными сторонами друг к другу, красным цветом – короткими сторонами друг к другу. Остальные параметры системы такие же, как и на рис.1

С помощью разработанной в работе модели рассчитаны зависимости частот стационарных прецессий свободных слоев двух СТНО с эллиптичностью, синхронизованных с помощью диполь-дипольного взаимодействия в различных конфигурациях. Анализируя полученные зависимости необходимо сделать вывод о предпочтительности ориентаций СТНО длинными сторонами друг к другу, так как такая конфигурация улучшает стабильность и критическое расстояние системы.

В рамках предложенной модели рассчитаны зависимости критических расстояний пары СТНО для конфигураций длинными и короткими сторонами друг к другу от эллиптичности пары СТНО. Было показано, что увеличение эллиптичности СТНО в конфигурации длинными сторонами улучшает стабильность и критическое расстояние, а в конфигурации короткими сторонами ухудшает.

Список использованной литературы:

1. Ю.Н. Шубин, М.Х. Машаев, А.В. Ведяев, Н.В. Стрелков. Частота спинтрансферного наноосциллятора на основе перпендикулярной туннельной наногетероструктуры с ненулевой эллиптичностью. ЖЭТФ, 161(5):746–752, 2022
2. Hao-Hsuan Chen, Ching-Ming Lee, Zongzhi Zhang, Yaowen Liu, Jong-Ching Wu, Lance Horng, and Ching-Ray Chang. Phase locking of spin-torque nano-oscillator pairs with magnetic dipolar coupling. Physical Review B, 93(22):224410, 2016.

УДК 537.9

Вклад спиновых флуктуаций в сопротивление для B20 металлов MnSi и MnGe

Анисимов М.А.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Семено А.В.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Демишев С.В.

д.ф.-м.н., профессор, г.н.с., Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, зам. директора, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”

Богач А.В.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

м.н.с. **Боков А.В.,** к.ф.-м.н., в.н.с. **Сидоров В.А.,** к.ф.-м.н., зав. лаб. **Цвященко А.В.**

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Аннотация. *Металлические спиральные магнетики на основе марганца (MnSi и MnGe) были исследованы путем детальных измерений удельного сопротивления в интервале температур 2–300 К, в магнитных полях до 80 кЭ. Для интерпретации полученных данных была применена оригинальная процедура анализа сопротивления. Проведенный декомпозиционный анализ позволил выделить наряду с электрон-фононной компонентой дополнительную, обусловленную рассеянием электронов проводимости на локализованных спиновых флуктуациях (ЛСФ). Показано, что последний вклад играет существенную роль не только в парамагнитном (ПМ), но и в магнитоупорядоченном состоянии исследуемых соединений. Температура спиновых флуктуаций оценена как* θ_{sf}*(MnSi) ≈ 120 К и* θ_{sf}*(MnGe) ≈ 250–300 К. Эта модель может быть применена для анализа удельного сопротивления в других d-металлических системах.*

Ключевые слова: *спиральные магнетики, MnSi, MnGe, анализ сопротивления, температура спиновых флуктуаций, электрон-фононное рассеяние, синтез при высоком давлении*

The contribution of spin fluctuations to resistivity in B20 metals MnSi and MnGe

Cand. Sc., senior researcher **Anisimov M.A.,** Cand. Sc., senior researcher **Semeno A.V.**

Prokhorov General Physics Institute of the RAS

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Dr.Sc., professor **Demishev S.V.**

chief researcher, Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

deputy director, Prokhorov General Physics Institute of the RAS

National Research University “Higher School of Economics”

Cand. Sc., senior researcher **Bogach A.V.**

Prokhorov General Physics Institute of the RAS

junior researcher **Bokov A.V.,** Cand. Sc., leading researcher **Sidorov V.A.,**
Cand. Sc., head of lab. **Tsvyashchenko A.V.**

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Annotation. *Mn-based metallic helimagnets (MnSi and MnGe) were studied by detailed measurements of electrical resistivity at temperatures 2−300 K and magnetic fields up to 80 kOe. To interpret the data, the procedure of ρ(T) analysis was applied. The decomposition performed allowed identifying along with electron-phonon component the additional one caused by the scattering of the electrons on localized spin fluctuations (LSF). It was shown that the last contribution plays significant role not only in paramagnetic (PM) but also in magnetically ordered states of the compounds under investigation. Spin fluctuation temperature was estimated as* θ_{sf}*(MnSi) ≈ 120 K and* θ_{sf}*(MnGe) ≈ 250−300 K. This model may be applied to the resistivity analysis in other d-metallic systems.*

Keywords: *spiral magnets, MnSi, MnGe, resistivity analysis, spin fluctuation temperature, electron-phonon scattering, high-pressure synthesis*

В последнее время значительное внимание исследователей привлекают металлические спиральные магнетики без центра инверсии на основе марганца (MnSi и MnGe) главным образом в качестве модельных объектов с возможной экспериментальной реализацией специальных магнитных вихревых структур – скирмионов. Однако, скирмионная проблематика не исчерпывает богатства физических явлений, характерных для данного класса материалов. К их числу также относят квантовый фазовый переход под внешним давлением в MnSi [1], топологические эффекты Холла [2] и Нернста в MnGe [2, 3] и др. Не меньший интерес вызывает изучение спиновых флуктуаций (СФ) и спин-флуктуационных переходов в этих соединениях [4].

В качестве объектов исследования мы использовали монокристалл MnSi и поликристаллические образцы MnGe и $Mn_{0.98}Fe_{0.02}Ge$ высокого качества ($\rho(300\ K)/\rho_0 = 31, 1.6$). Последние системы были синтезированы в ИФВД РАН при высоком давлении P = 8 ГПа и температуре T = 1600 ˚C, в камере типа тороид. Контроль качества образцов проводился с использованием метода рентгеновской дифракции. Измерения удельного сопротивления проводились в интервале температур 2–300 К, в магнитных полях до 80 кЭ. Выбор указанных соединений в качестве объектов исследования был продиктован доказанным наличием у них СФ нескольких различных типов [5]. Кроме того в MnGe обнаружена т.н. область фазового расслоения в промежуточной фазе, для которой характерно сосуществование быстрых и медленных киральных СФ в интервале температур 100 K < T < T_N [6].

Выполненное численное дифференцирование полученных данных позволило уточнить положение фазовых границ T_N(MnGe, $Mn_{0.98}Fe_{0.02}Ge$) ≈ 160–170 K, T_c(MnSi) ≈ 29.2 K (вставка на рис. 1). Для описания удельного сопротивления MnSi и MnGe в работе применялась оригинальная процедура, учитывающая наряду с примесным (ρ_0) и фононным (ρ_{BG}) рассеянием также рассеяние электронов проводимости на ЛСФ (ρ_{sf}) в рамках однозонной модели, т.е. $\rho(T) = \rho_0 + \rho_{BG} + \rho_{sf}$ (фит представлен линией на рис. 1). Оказалось, что последний

вклад с температурами спиновых флуктуаций θ_{sf}(MnSi) ≈ 120 K и θ_{sf}(MnGe) ≈ 250−300 K играет существенную роль не только в ПМ, но и в магнитоупорядоченном состоянии исследуемых соединений. Также обнаружено, что с ростом магнитного поля компонента ρ_{sf} не только не подавляется, но и продолжает доминировать над фононной составляющей.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ 22-12-00008 (https://rscf.ru/project/22-12-00008/).

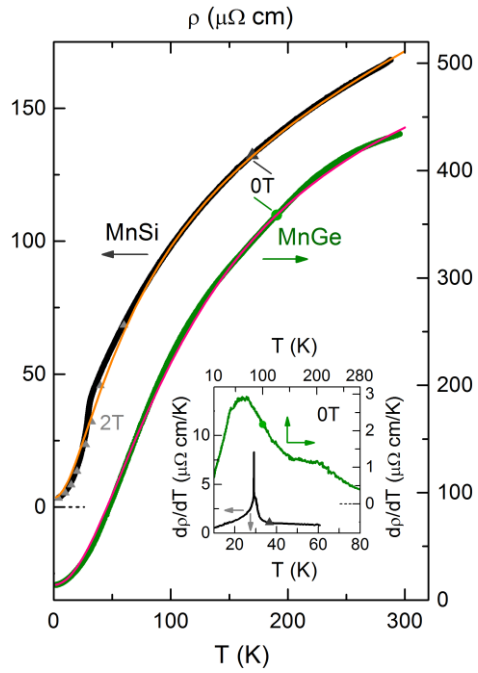


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления ρ(T) для соединений MnSi и MnGe в нулевом магнитном поле и в поле 2 Т. Сплошной линией выполнен фит с учетом вклада от рассеяния электронов проводимости на локализованных спиновых флуктуациях (см. текст). На вставке приведена температурная зависимость производной удельного сопротивления dρ(T)/dT в нулевом магнитном поле.

Список использованных источников:

1. Pfeiderer C., Julian S.R., Lonzarich G.G. Non-Fermi-liquid nature of the normal state of itinerant-electron ferromagnets // Nature. – 2001. – № 414. –P. 427-430.

2. Kanazawa N., Onose Y., Arima T., et al, Large topological Hall effect in a short-period helimagnet MnGe // Phys. Rev. Lett. – 2011. – № 106. –P. 156603.

3. Shiomi Y., Kanazawa N., Shibata K., Onose Y., Tokura Y. Topological Nernst effect in a three-dimensional skyrmion-lattice phase // Phys. Rev. B. – 2013. – № 88. –P. 064409.

4. Demishev S.V. Spin-fluctuation transitions // Phys. Usp. – 2024. – № 67. –P. 1.

5. Grigoriev S.V., Maleyev S.V., Moskvin E.V., et al, Crossover behavior of critical helix fluctuations in MnSi // Phys. Rev. B. – 2010. – № 81. –P. 144413.

6. Martin N., Deutsch M., Bert F., et al, Magnetic ground state and spin fluctuations in MnGe chiral magnet as studied by muon spin rotation // Phys. Rev. B. – 2016. – № 93. – P. 174405.

УДК 537.31, 537.633.2

Особенности электронных транспортных свойств монокристаллов $MoTe_2$ и WTe_2

Марченков В.В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры ФМПК Уральского федерального университета

г.н.с., зав. лабораторией Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Перевалова А.Н.

к.ф.-м.н., н.с. Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Наумов С.В.

к.ф.-м.н., с.н.с. Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Фоминых Б.М.

инженер-исследователь Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Марченкова Е.Б.

к.ф.-м.н., с.н.с. Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Электросопротивление, магнитосопротивление и эффект Холла монокристаллов топологических полуметаллов WTe_2 и $MoTe_2$ измерены в области температур от 2 K до 300 K и в магнитных полях до 9 Тл. Обнаружено, что в WTe_2 наблюдается низкотемпературная квадратичная зависимость электросопротивления без поля, а также минимум на температурной зависимости сопротивления в магнитном поле; нелинейная полевая зависимость холловского сопротивления в WTe_2 и $MoTe_2$; сильные изменения величины и вида температурной зависимости сопротивления $MoTe_2$ после закалки. Показано, что для объяснения наблюдаемых особенностей наряду с известными литературными данными о топологических материалах, необходимо привлекать и классические представления об электронной физике компенсированных металлов.*

Ключевые слова: *топологические полуметаллы, монокристаллы $MoTe_2$ и WTe_2, электро- и магнитосопротивление, эффект Холла*

Features of the electronic transport properties in $MoTe_2$ and WTe_2 single crystals

Marchenkov V.V.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of Ural Federal University

Head of Laboratory of M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Perevalova A.N.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher of M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Naumov S.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Fominykh B.M.

Engineer-Researcher of M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Marchenkova E.B.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Annotation. *Electroresisivity, magnetoresistivity and Hall Effect in single crystals of topological semimetals WTe_2 and $MoTe_2$ were measured in the temperature range from 2 K to 300 K and in magnetic fields up to 9 T. It was found that WTe_2 exhibits a low-temperature quadratic dependence of the electrical resistivity without a field as well as a minimum in the temperature dependence of resistivity in a magnetic field. The nonlinear field dependence of the Hall resistivity is observed in WTe_2 and $MoTe_2$, and the strong changes in the value and type of temperature dependence of the resistivity occur in $MoTe_2$ after quenching. It was shown that to explain the observed features, along with the known literature data on topological materials, it is necessary to involve the classical concepts on the electronic physics of compensated metals.*

Keywords: *topological semimetals, $MoTe_2$ and WTe_2 single crystals, electro- and magnetoresistivity, Hall Effect*

Поиск и исследование физических свойств новых топологических материалов привлекают большое внимание и являются достаточно актуальными. К топологическим полуметаллам, в частности, относятся соединения WTe_2 и $MoTe_2$ [1, 2]. Цель данной работы состоит в экспериментальном исследовании электронных транспортных свойств монокристаллов топологических полуметаллов $MoTe_2$ и WTe_2 и объяснения наблюдаемых эффектов.

Монокристаллы $MoTe_2$ и WTe_2 были выращены методом химического газового транспорта. Электро- и магнитосопротивление, а также эффект Холла измерены при температурах от 2 до 300 K и в магнитных полях до 9 Тл на установке PPMS-9 в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН.

В результате исследований обнаружен ряд особенностей электронных свойств монокристаллов $MoTe_2$ и WTe_2: низкотемпературная квадратичная зависимость электросопротивления WTe_2 (при $T < 15$ K); минимум на температурной зависимости сопротивления WTe_2 в магнитном поле; нелинейная полевая зависимость сопротивления Холла WTe_2 и $MoTe_2$; сильные изменения величины (на 10 порядков) и вида (с «полупроводникового» на «металлический») температурной зависимости сопротивления $MoTe_2$ в результате закалки. Полученные результаты обсуждаются в рамках современных представлений об электронной структуре и свойствах как топологических материалов, так и электронной физики металлов.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Спин», № 122021000036-3). Один из авторов (В.В.М.) благодарит Уральский федеральный университет за поддержку (программа «Приоритет-2030»).

Список использованной литературы:

1. A.A. Soluyanov, D. Gresch, Z. Wang et.al. // Nature. – 2015. – 527. – 495.
2. L. Huang, T.M. McCormick, M. Ochi et.al. // Nat. Mater. – 2016. – 15. – 1155.

УДК 537.86

Спиновая накачка в структуре магнонный кристалл/нормальный металл

Высоцкий С.Л.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, в.н.с., к.ф.-м.н.

Никулин Ю.В., Дудко Г.М., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Селезнев М.Е.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, с.н.с., к.ф.-м.н.

Хивинцев Ю.В.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, в.н.с., к.ф.-м.н.

Филимонов Ю.А.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, директор, д.ф.-м.н.

Аннотация. *С помощью обратного спинового эффекта Холла исследована спиновая накачка обратными объемными магнитостатическими волнами (ООМСВ) в структуре на основе магнонного кристалла из пленки YIG и микрополоски Pt. Обнаружен резонансный рост сигнала ЭДС на частотах брэгговских резонансов (БР), что отражает рост эффективности спиновой накачки. Обнаруженный эффект объясняется ростом эффективности электрон-магнонного рассеяния за счет формирования в спектре ООМСВ на частотах БР участков дисперсии с высокой плотностью состояний – сингулярностей ван Хове.*

Ключевые слова*: спиновая накачка, магнонный кристалл, сингулярности ван Хове*

Spin pumping in a magnon crystal/normal metal structure

Vysotskii S.L.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Kotel’nikov IRE RAS

Nikulin Y.V., **Dudko G.M.**, **Sakharov V.K.**, **Kozhevnikov A.V.**, **Seleznev M.E.**,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Kotel’nikov IRE RAS

Khivintsev Y.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Kotel’nikov IRE RAS

Filimonov Y.A.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Kotel’nikov IRE RAS

Abstract. *Using the inverse spin Hall effect, spin pumping by backward volume magnetostatic waves (BVMSW) in a structure based on a magnon crystal made of a YIG film and a Pt microstrip has been studied. A resonant increase in the EMF signal was discovered at the frequencies of Bragg resonances (BR), which reflects an increase in the efficiency of spin pumping. The discovered effect is explained by an increase in the efficiency of electron-magnon scattering due to the formation in the spectrum of the BVMSW at BR frequencies the dispersion areas with a high density of states—van Hove singularities.*

Keywords*: spin pumping, magnonic crystal, van Hove singularities*

1. В структурах на основе пленок железоиттриевого граната (YIG) и платины (Pt) процессы спин-зависимого электрон-магнонного рассеяния приводят к генерации спинового тока J_S через границу раздела. Величина J_S пропорциональна числу каналов рассеяния, а также интенсивностью рассеяния в каждом из каналов и определяется параметрами электронной и

магнонной подсистем. В частности, процессы электрон-магнонного рассеяния определяются плотностью состояний (ПС) электронов проводимости на уровне Ферми g_{el} и зависящей от частоты (ω) ПС магнонов $g(\omega)$ в спектре СВ структуры YIG /Pt [1]:

$$J_s \sim \int g_{el} \cdot g(\omega) d\omega. \quad (1)$$

Из (1) следует, что для эффективной генерации J_s необходимо разрабатывать структуры и искать условия, обеспечивающие существование на интерфейсе YIG /Pt сингулярностей ван Хове (СВХ) [2] как для электронов ($g_{el} \to \infty$), так и для магнонов ($g(\omega) \to \infty$). Цель данной работы показать, что при спиновой накачке обратными объемными магнитостатическими волнами (ООМСВ) в структуре, составленной из пленки YIG, с вытравленной на поверхности периодической решеткой из канавок (магнонном кристалле (МК)), контактирующей с микрополоской Pt, в зависимости ЭДС, генерируемой на контактах к Pt за счет обратного спинового эффекта Холла $V(f)$, появляются дополнительные максимумы на частотах брэгговских резонансов (БР) f_B.

Отметим, что распространение ООМСВ в МК на основе пленки YIG рассматривалось в работах [3-5]. Было обнаружено, что формирование на поверхности пленки YIG решетки из канавок с периодом Λ приводит на частотах f_B к появлению в спектре передачи сигнала ООМСВ полос режекции сигнала, а в законе дисперсии *k(f)* участков аномальной дисперсии. Эти особенности в распространении ООМСВ отражают существование запрещенных зон в спектре МК на частотах f_B. При этом на краях запрещенной зоны формируются участки дисперсии с групповой скоростью СВ $V_g \to 0$, что является характерным признаком для СВХ [2]. Нашей целью было показать, что в структуре МК-Pt рост эффективности спиновой накачки на частотах f_B связан с ростом ПС состояний в области частот, отвечающих запрещенной зоне.

2. Экспериментировали со структурой на основе пленки YIG, толщиной d=7,4 мкм, намагниченностью 4πM=1860 G и размерами 6x10 мм. На поверхности пленки с помощью методов фотолитографии и ионного травления формировалась решетка из канавок шириной *w*=10 мкм, глубиной δ=0.2 мкм, длиной 6 мм и периодом Λ=170 мкм. Затем с помощью фотолитографии и ионного травления на поверхности МК изготавливалась микрополоска Pt толщиной 4 мкм, шириной 25 мкм, длиной 6 мкм, см. вставку к рис.1 Структура МК-Pt размещалась на медных полосковых антеннах длиной 5 мкм и шириной *w*=40 мкм. При этом канавки были параллельны антеннам СВ. Расстояние между антеннами составляло S=5 мм. Контакты к микрополоске Pt изготавливались с помощью токопроводящей пасты. Макет помещался в зазор электромагнита, поле H которого было направлено перпендикулярно антеннам СВ и вытравленным канавкам, что соответствует геометрии ООМСВ.

Характеристики ООМСВ измерялись с помощью векторного анализатора цепей. Измерялись спектры передачи $S_{21}(f)$ и коэффициент отражения $S_{22}(f)$ падающей мощности $P_{in} = -20\, dBm$. Частотные зависимости ЭДС $V(f)$ измерялись в режиме модуляции падающей СВЧ-мощности $P_{in} = 7\, dBm$ с частотой 11 кГц. Результаты эксперимента сопоставлялись с микромагнитным моделированием спектра ООМСВ в структуре.

3. На рис.1 приведены результаты измерения частотных зависимостей $S_{12}(f)$ и $S_{22}(f)$ структуры и ЭДС $V(f)$ при значении поля подмагничивания H=620 Oe. Можно видеть, что в зависимостях $S_{12}(f)$ и $S_{22}(f)$ наблюдаются резонансные особенности, которые в исходной пленке YIG отсутствуют, см. кривые 1 и 2 на рис.1a,b. Для наглядности частоты резонансных особенностей выделены на рис.1 вертикальными пунктирными линиями. Звездочками выделены резонансные особенности, которым отвечают частоты f_{B1} ≈3355; f_{B2} ≈3275; f_{B3} ≈3198; f_{B4} ≈3130 MHz и волновые вектора $k_{B1} \approx 184$; $k_{B2} \approx 368$; $k_{B3} \approx 550$; $k_{B4} \approx 736$ см$^{-1}$. Полученные значения k_{Bn} отвечают критерию для БР: $\vec{k}^+ + \vec{k}^- = n\vec{Q}$, $\vec{k}^+$ и $\vec{k}^-$ – волновые вектора падающей и отраженной волн, $\vec{Q} = \frac{2\pi}{\Lambda}\vec{e}$ – волновой вектор решетки, $\vec{e}$ – единичный вектор, направленный по оси решетки, n – порядок брэгговского отражения.

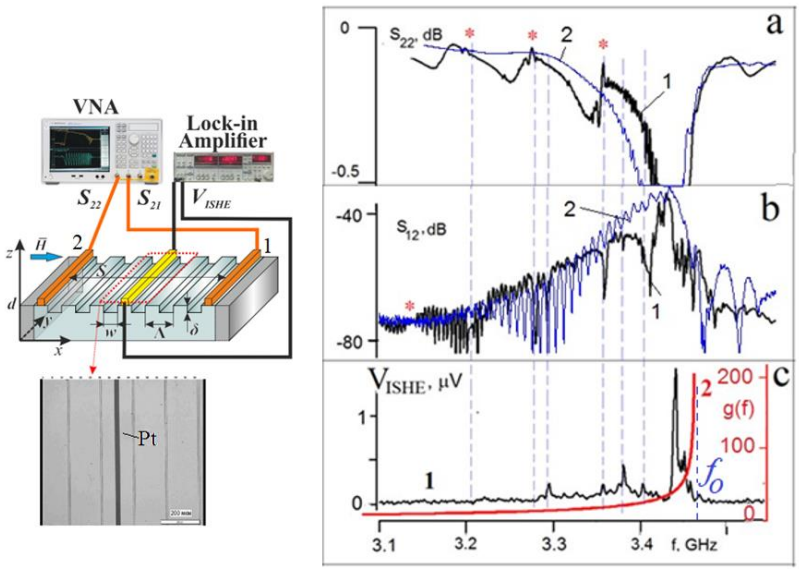


Рис. 1. Частотные зависимости: a) коэффициента отражения $S_{22}(f)$ в МК (кривая1) и исходной пленке YIG (кривая 2); b) спектра передачи ООМСВ $S_{12}(f)$ в МК (1) и пленке YIG (2); c) ЭДС $V_{ISHE}(f)$ – кривая 1 и расчет плотности состояний $g(f)$ в спектре ООМСВ пленки YIG по формуле (2) – кривая 2. Магнитное поле H=620 Oe. Положение частоты f_0 отмечено на рис.2c вертикальным пунктиром. Звездочками отмечены частоты БР основной моды ООМСВ. На вставке схема эксперимента и структура МК/Pt. На вставке фотография участка поверхности МК с микрополоской платины. Цифрами 1 и 2 показаны антенны СВ, подключенные к выходам векторного анализатора спектра.

В частотной зависимости ЭДС $V(f)$ на частотах $f > 3.2\ GHz$ отмеченным резонансным особенностям в характеристиках $S_{12}(f)$ и $S_{22}(f)$ можно сопоставить резонансные пики. Амплитуда резонансных пиков в зависимости $V_{ISHE}(f)$ немонотонно меняется с частотой ООМСВ. Сигнал ЭДС на частотах $f < 3.2\ GHz$ падает до шумового уровня ~10 nV, что можно связать в данном случае с низкой эффективностью возбуждения ООМСВ используемыми антеннами, а также быстрым спаданием ПС в спектре ООМСВ [7], см. кривую 2 на рис.1.c. Отмеченные особенности в зависимостях $S_{12}(f)$, $S_{22}(f)$ и $V(f)$ сохранялись при изменении поля подмагничивания, при этом частоты, на которых они наблюдались смещались вместе с полосой возбуждения ООМСВ.

Чтобы выяснить механизм формирования максимумов в зависимости $V(f)$, обратимся к результатам микромагнитного моделирования спектра *f(k)* и частотной зависимости спектра передачи $S_{12}(f)$ ООМСВ в МК, показанных на рис.2a и 2b, соответственно. На рис.2b кроме рассчитанной частотной зависимости $S_{12}(f)$, кривая 1, приведены экспериментальные зависимости $S_{12}(f)$ и $V(f)$, кривые 2 и 3. Экспериментальные зависимости $S_{12}(f)$ и $V(f)$ были смещены вниз по частоте на 15 MHz, с тем чтобы совместить наибольшее число частот резонансных особенностей. Можно видеть, что положение большинства резонансных особенностей в рассчитанной и экспериментальных зависимостях совпадает, что для наглядности показано горизонтальными линиями на рис.2b.

Спектр ООМСВ в МК на рис.2a характеризуется многообразием БР. Практически для каждой резонансной особенностей в рассчитанной зависимости $S_{12}(f)$, показанной кривой 1 на рис.2b, можно сопоставить БР в спектре на рис.2a. Резонансного вида осцилляциям на частотах f_{B1} ≈3.209; f_{B2} ≈3.129; f_{B3} ≈3.06; f_{B4} ≈ 2.99 и f_{B5} ≈ 2.93 GHz отвечают резонансы основной моды (m=1) ООМСВ. Резонансные особенности на кривой 1(рис.2b) на частотах $f_0 > f > f_{B1}$ отвечают БР мод ООМСВ номеров m=2, 3, 4 а также резонансы этих мод с основной модой m=1. Из рис.2 можно сделать вывод о формировании в области запрещенных зон участков дисперсии, где $V_g \to 0$ и где следует ожидать роста ПС в спектре, что должно

отразиться в увеличении эффективности спиновой накачки бегущими ООМСВ. Зависимости $V(f)$ на рис.1c и рис.2b демонстрируют резонансный рост ЭДС на частотах БР. При этом амплитуда резонансных пиков ЭДС на частотах f_{B1} и f_{B2} , отвечающих БР основной моды ООМСВ m=1, заметно меньше амплитуды пиков на частотах $f > f_{B1}$, см. кривую 3 на рис.2b. и кривую 1 на рис.1c. Такая особенность может объясняться большой групповой скоростью моды m=1 по сравнению с модами номеров m≥2, что для БР с участием мод с m≥2 приводит к расширению участка дисперсии с малой групповой скоростью. В результате ПС в окрестности таких БР оказывается выше, чем для БР основной моды.

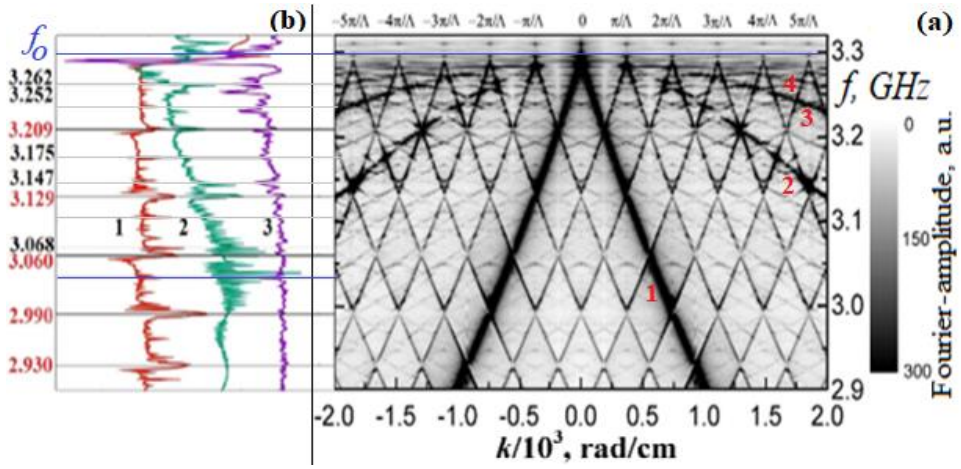


Рис. 2. (a) микромагнитное моделирование спектра ООМСВ в МК, где 1-4 номера наиболее интенсивных мод ООМСВ дисперсионные кривые которых отвечают исходной пленке YIG. (b) Цифрами 1 и 2 обозначены соответственно, рассчитанная и экспериментальная зависимости $S_{12}(f)$. Кривая 3 экспериментальная зависимость $V(f)$. Горизонтальные линии с указанием частоты (GHz) на кривых 1-3 показывают соответствие рассчитанных и экспериментальных особенностей частотам БР в спектре на рис.3(a).

4. Показано, что эффективность спиновой накачки бегущими ООМСВ может резонансно возрастать на частотах брэгговских резонансов за счет роста плотности состояний в спектре СВ на краях запрещенной зоны.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант 22-19-00500.

Список использованных источников

1. Tveten E., Brataas A., Tserkovnyak Y. Electron-magnon scattering in magnetic heterostructures far out of equilibrium. Phys. Rev. B – 2015. – 92. – P.180412(R)
2. van Hove L. The Occurrence of Singularities in the Elastic Frequency Distribution of a Crystal Physical Review, **89**, 1189 (1953)
3. Chumak A., Serga A., Hillebrands B, Kostylev M.P. Scattering of backward spin waves in a one-dimensional magnonic crystal. Appl. Phys. Lett. –2008. –93. –P. 022508.
4. Chumak A., Serga A., Wolff S., Hillebrands B., Kostylev M.P. Scattering of surface and volume spin waves in a magnonic crystal. Appl. Phys. Lett. –2009. –94. – P.172511
5. Richardson D., Kalinikos B.A., Carr L., Wu M. Spontaneous Exact Spin-Wave Fractals in Magnonic Crystals. Phys. Rev. Lett. –2018. –121. – P.107204
6. Damon R.W., Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab J. Phys. Chem. Solids. – 1961. – 19. – P.308

УДК 537.622.4

Распространение магнитостатических спиновых волн в 3D структуре Py/DVD

Садовников А.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Мартышкин А.А.

м.н.с. лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Шешукова С.Е.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Бегинин Е.Н.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Аннотация. *Проведены исследования пленок пермаллоя (NiFe) с использованием микромагнитного и электромагнитного моделирования, а также Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии. Пермаллоевая меандровая структура сформирована на поверхности коммерческих DVD-дисков. Получены пространственные и частотные распределения спиновых волн в трехмерной меандровой волноведущей структуре. Был разработан общий метод для анализа таких структур, основанный на решении уравнений Максвелла. Показана возможность управления частотным диапазоном пропускания спиновых волн путём изменения угла наклона вертикальных элементов структуры.*

Ключевые слова: *магноника, спиновые волны, 3D, меандр, трехмерные структуры, феррит-полупроводник, Мандельштам-Бриллюэновская спектроскопия.*

Spin waves in Py/DVD 3D-structure

Sadovnikov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

Martyshkin A.A.,

Research assistant of the laboratory. "Magnetic Metamaterials

Sheshykova S.E.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

Beginin E.N.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

Annotation. *Permalloy (NiFe) thin films have been investigated by micromagnetic, electromagnetic modelling and Brillouin spectroscopy.* A p*ermalloy meander structure was fabricated on the surface of commercial DVD discs. The spatial and frequency distributions of spin waves in the three-dimensional meander waveguide structure have been obtain. A general method for analyzing such structures based on the solution of Maxwell's equations has been developed. The possibility of controlling the frequency range of spin wave transmission by changing the angle of inclination of the vertical elements of the structure was demonstrated.*

Keywords: *Magnonics, spin waves, 3D, meander, three-dimensional structures, ferrite-semiconductor, Brillouin spectroscopy*

Для интеграции устройств, работающих на магнонных принципах в интегральную магнонную сеть, требуется изготовление простых межсоединений между функциональными блоками, локализованными в различных слоях интегральной схемы [1]. Концепция 3D-магноники предлагает многообещающий подход к многоуровневому построению магнонных интегральных схем. Этому способствуют последние разработки в методологии структурирования магнитных 3D пленок [2].

Интерес к вертикально связанным магнитным структурам следует за аналогичной тенденцией в КМОП-электронике где он позволяет перейти от двумерных к трехмерным архитектурам [3]. В данной проведено исследование распространения спиновых волн в пермаллоевой Py (NiFe) пленке в форме меандра, сформированной на поверхности коммерческих DVD дисков. С помощью экспериментальных и численных методов проведены исследования меандровых пленок Py/DVD (рис. 1(a)). Фото рельефа поверхности исследуемой структуры, полученное с помощью атомно-силового микроскопа показано на рис.1(b). Результаты показывают, что исследуемая трехмерная структура позволяет осуществлять вертикальный спин-волновой транспорт. Подобные 3D-структуры являются ключевым шагом на пути к созданию многоуровневых магнонных архитектур для обработки сигналов.

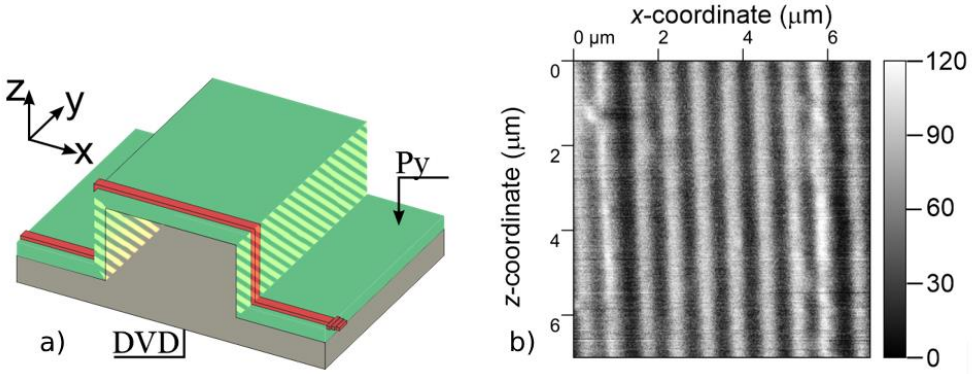


Рисунок 1. (a) Схематическое изображение сегмента исследуемой структуры Py/DVD в форме меандра. (b) АСМ-изображение меандровой структуры

В данной работе рассматриваются магнонно-кристаллические структуры, созданные на основе коммерческих DVD-структур. Методом микромагнитного моделирования на основе решения уравнения Максвелла построены дисперсионные характеристики и показана возможность управления запрещенными зонами спиновых волн в меандровой структуре путем нарушения скользящей симметрии. Рассмотрено влияние геометрических параметров геометрической структуры на динамику СВ. Разработанный метод расчета позволяет учесть наклон вертикальных участков меандра, обусловленный экспериментальной техникой создания такой структуры.

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ (№23-79-30027).

Список использованной литературы:

1. G. Gubbiotti (ed.). Three-dimensional magnonics: layered, micro-and nanostructures. CRC Press, 2019.
2. L. V. Lutsev et al. Magnetic properties, spin waves and interaction between spin excitations and 2D electrons in interface layer in $Y_3Fe_5O_{12}$/AlO_x/GaAs-heterostructures //Journal of Physics D: Applied Physics. 2018. Т. 51. №. 35. С. 355002.
3. A. A. Martyshkin et al. Vertical spin-wave transport in magnonic waveguides with broken translation symmetry //IEEE Magnetics Letters. 2019. Т. 10. С. 1-5.

УДК 314.748

Возбуждение черных солитонов огибающей спиновых волн в активном кольцевом резонаторе на основе ферромагнитной пленки

Ведерников Л.С.

Студент кафедры физической электроники и технологии, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

Сташкевич А.А.

д.ф.-м.н., профессор Галиллеевского института университета Сорбонна Париж Север

Устинов А.Б.

д.ф.-м.н., профессор кафедры физической электроники и технологии, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

Аннотация. *В данной работе сообщается о возбуждении фундаментальных черных солитонов огибающих спиновых волн в активном кольцевом резонаторе, изготовленном на основе ферромагнитной пленки. Солитоны возбуждались путем одновременной подачи двух СВЧ сигналов различной частоты в резонатор. Показано, что данный метод является эффективным для реализации много солитонного режима вынужденных колебаний резонатора.*

Ключевые слова: *спиновые волны, солитоны, ферромагнитная пленка, спинтроника, активный кольцевой резонатор*

Excitation of black spin wave solitons in an active ring resonator based on a ferromagnetic film

Vedernikov L.S.

Student of the Department of Physical Electronics and Technology, St. Petersburg Electrotechnical University

Stashkevich A.A.

Grand PhD in Physics and Mathematics, professor of Physics, Institut Galilee, Université Sorbonne Paris Nord

Ustinov A.B.

Grand PhD in Physics and Mathematics, Professor of the Department of Physical Electronics and Technology, St. Petersburg Electrotechnical University

Annotation. *This paper reports the excitation of fundamental black solitons of spin wave envelopes in an active ring resonator made on the basis of a ferromagnetic film. Solitons were excited by simultaneously feeding two microwave signals of different frequencies into the resonator. It is shown that this method is effective for implementing the multi-soliton regime of forced oscillations of the resonator.*

Keywords: *spin waves, solitons, ferromagnetic film, spintronics, active ring resonator*

Солитоны огибающей, открытые в 1980-х годах [1-3], до сих пор представляют интерес как для фундаментальных, так и для прикладных исследований. Особенности этих нелинейных

волновых пакетов, способных распространятся в волноведущей среде без дисперсионного расплывания, делают их особенно привлекательными для устройств связи. Солитоны огибающей способны формироваться в диспергирующих нелинейных средах, за счет компенсации дисперсионного расплывания нелинейным сжатием. Поэтому ферромагнитные пленки являются достаточно удобной экспериментальной средой для изучения формирования и распространения солитонов, поскольку спиновые волны обладают необходимыми для этого нелинейными свойствами.

К настоящему времени известны несколько способов формирования спин-волновых солитонов огибающей в ферромагнитной пленке: импульсный [2], монохроматический [4] и двухчастотный метод [5, 6]. Кроме того, солитоны могут автогенерироваться в активных кольцевых резонаторах, когда усиление превосходит потери сигнала в кольце. Автогенераация солитонов к настоящему моменту времени хорошо изучена [7]. В настоящей работе впервые был изучен метод двухчастотного возбуждения солитонов огибающей в кольце, работающем в режиме до порога автогенерации.

На рисунке 1 показана экспериментальная установка. Возбуждение солитонов огибающей спиновых волн осуществлялось за счет одновременной подачи двух СВЧ сигналов разной частоты на вход активного кольцевого резонатора. В качестве линии задержки была использована ферромагнитная пленка толщиной 5.5 мкм, сделанная из железо-иттриевого граната (ЖИГ) с намагниченностью насыщения 1950 Гс. Конфигурация внешних магнитов была выбрана таким образом, чтобы в пленке возбуждались поверхностные спиновые волны. Напряженность внешнего магнитного поля составляла 1417 Э. Две микрополосковые антенны, служащие для возбуждения и приема спиновых волн, располагались на расстоянии 6 мм. Цепь обратной связи состояла из СВЧ усилителя для компенсации потерь в кольце и регулируемого аттенюатора, который регулировал общий коэффициент усиления в кольце G.

В данной работе измерения проводились до порога автогенерации. В этом случае коэффициент усиления усилителя не превосходит потери, возникающие при прохождении сигнала в линии задержки. В результате развития индуцированной модуляционной неустойчивости в кольце формировались солитоны огибающей спиновых волн. Для анализа солитонов малая часть сигнала с помощью направленного ответвителя выводилась из кольца и шла на анализатор спектра и осциллограф.

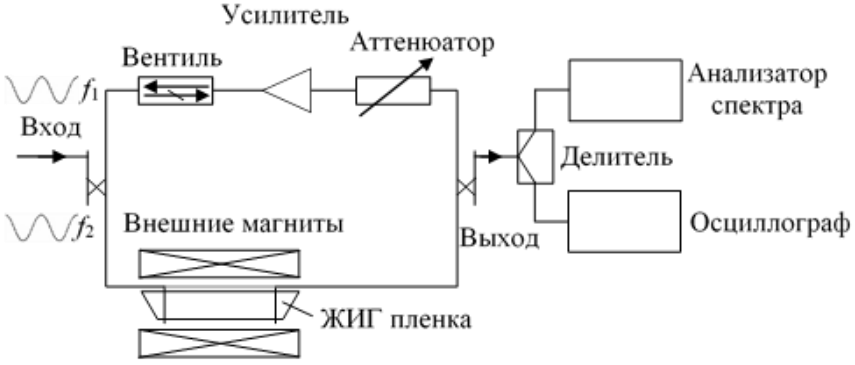


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

На первом этапе исследовалось влияние резонансных свойств кольца на формирование солитонов огибающей. Входные сигналы имели следующие параметры: f_1 = 6.1898 ГГц и f_2 = 6.1840 ГГц, P_1 = 14.83 дБм и P_2 = 8.5 дБм. При относительно малом усилении G = -5.2 дБ наблюдались слегка асимметричные нелинейные биения, как видно на рис. 2б. Спектр содержал

только две слабые дополнительные боковые гармоники (см. рис. 2а).

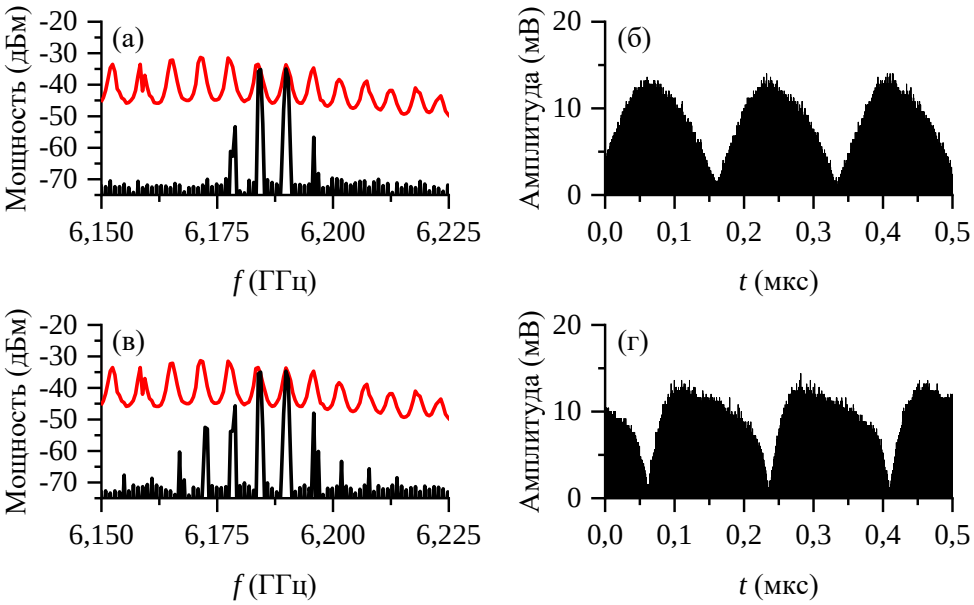


Рис. 2. Нелинейные биения при G = -5.2 дБ (а и б) и черные солитоны при G = -2.4 дБ (в и г).

При увеличении коэффициента усиления до G = -2.4 дБ на выходе отчетливо наблюдалось формирование черных солитонов, как показано на рис. 2г. Спектр же при таком усилении более обогащен боковыми гармониками (см. рис. 2в). Это говорит о том, что формирование солитонов происходит за счет развития модуляционной неустойчивости, которая наблюдается при таком усилении. Таким образом, при коэффициенте усиления $G \leq -5.2$ дБ, как и в случае обычного волновода без обратной связи, солитоны не наблюдаться, а при усилении $G \geq -5.2$ дБ начинала возникать модуляционная неустойчивость за счет резонансных свойств кольца.

При подаче двух сигналов на частотах f_1 = 6.1852 ГГц и f_2 = 6,166 ГГц с мощностями P_1 = 15.5 дБм и P_2 = 13 дБм наблюдается образование черных солитонов в кольце с периодом T = 52.17 нс и шириной τ = 12.15 нс, как показано на рис. 3б. Поскольку период повторения черных солитонов примерно в три раза меньше времени задержки сигнала τ_d = 162 нс, можно сказать, что за время задержки формируются три импульса, что указывает на возникновение многосолитонного режима.

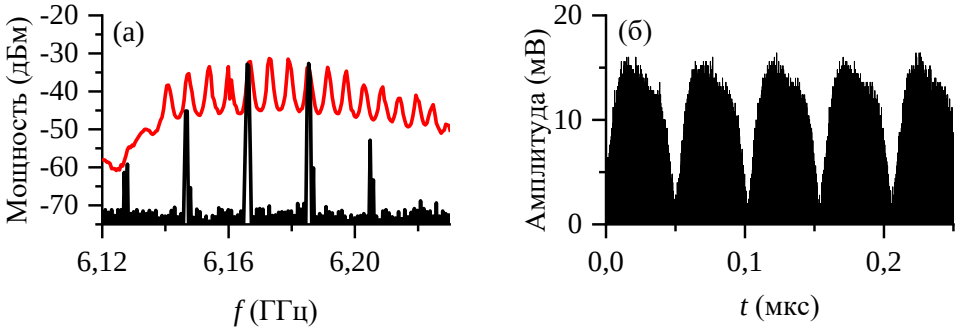


Рис. 3. Спектр (а) и осциллограмма (б) трех черных солитонов в кольце.

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (проект "Госзадание", грант № FSEE-2020-0005).

Список использованных источников:

1. Mollenauer L. F., Stolen R. H., Gordon J. P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers //Physical review letters. – 1980. – Т. 45. – №. 13. – С. 1095.
2. Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г., Славин А. Н. Наблюдение спин-волновых солитонов в ферромагнитных пленках //Письма в ЖЭТФ. – 1983. – Т. 38. – №. 7. – С. 343.
3. B. A. Kalinikos, N. G. Kovshikov, and A. N. Slavin, “Multisoliton propagation of spin waves in ferromagnetic films,’’ Sov. Phys. –Solid State, vol. 27, pp. 135-136, 1985 (Fiz. Tverd. Tela, vol. 27, pp. 226-228, 1985).
4. Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г. Спин-волновые солитоны в ферромагнитных пленках: наблюдение модуляционной неустойчивости спиновых волн при непрерывном возбуждении //Письма в Журнал технической физики. – 1984. – Т. 10. – №. 15. – С. 936-940.
5. Демидов В. Е. Индуцированная модуляционная неустойчивость спиновых волн в ферромагнитных пленках //Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 68. – №. 11. – С. 828-832.
6. Ustinov A. B., Grigor’eva N. Y., Kalinikos B. A. Observation of spin-wave envelope solitons in periodic magnetic film structures //JETP letters. – 2008. – Т. 88. – С. 31-35.
7. Kondrashov A. V., Ustinov A. B. Self-generation of Möbius solitons and chaotic waveforms in magnonic-optoelectronic oscillators under simultaneous action of optic and magnonic nonlinearities //Journal of Applied Physics. – 2022. – Т. 132. – №. 17.

УДК 537.621

Исследование распространения спиновых волн в системе латерально расположенных на одной подложке микроволноводов

Гаранин Ф.Е.

студент, лаборант-исследователь в лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Губанов В.А.

к.ф.-м. н., м.н.с. лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Аннотация. В работе рассмотрена система латерально расположенных на одной подложке микроволноводов спиновых волн на основе тонкой пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ). Методом микромагнитного моделирования на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта исследовалась возможность управления характеристиками распространения спиновых волн (СВ) в системе латерально связанных микроволноводов. Исследовано влияние воздушного зазора между микроволноводами в латеральной системе на режимы перераспределения мощности спиновых волн в выходные секции структуры. На основе полученных данных предложена концепция направленного ответвителя спиновых волн для устройств обработки информационных сигналов на принципах магноники.

Ключевые слова: *спиновые волны, магноника*

Study of the propagation of spin waves in a system of laterally located microwave guides on one substrate

Garanin F.E.,

student, research assistant in the laboratory "Magnetic Metamaterials" SSU

Gubanov V.A.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, research assistant in the laboratory "Magnetic Metamaterials" SSU

Sadovnikov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

Annotation. *This work considers a system of spin wave microwave guides located laterally on one substrate based on a thin film of yttrium iron garnet (YIG). Using the method of micromagnetic modeling based on the numerical solution of the Landau–Lifshitz–Gilbert equation, the possibility of controlling the characteristics of the propagation of spin waves (SW) in a system of laterally coupled microwave guides was studied. The influence of the air gap between microwave guides in a lateral system on the modes of redistribution of spin wave power to the output sections of the structure has been studied. Based on the data obtained, the concept of a directional spin wave coupler is proposed for information signal processing devices based on magnonic principles.*

Keywords: *spin waves, magnonics*

В настоящее время развитие идей магноники [1-2], направленных на исследование процессов переноса магнитного момента или спина электрона вместо переноса заряда, открывает новые возможности применения спиновых волн (СВ) для построения элементной базы устройств обработки, передачи и хранения информации. В качестве таких устройств можно создавать нерегулярные структуры, к примеру волноводы с изменяющейся шириной. В качестве магнитного материала, используемого для формирования магнитных волноведущих структур, используются пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), демонстрирующие рекордно низкие величины затухания СВ, в том числе при нанометровых толщинах ЖИГ [3-4]. В данной работе будет рассматриваться система двух волноводов, расположенных параллельно с зазором d с изменяющейся шириной.

Исследуемая структура представляет собой систему латерально связанных волноведущих микроволноводов – два трапециевидных микроволновода с изменяющейся шириной (см. рис. 1). Данные микроволноводы представляют собой пленки ЖИГ толщиной 10 мкм. Структура имеет следующие параметры: длина микроволноводов L = 7000 мкм, ширина большей части микроволновода w_1 = 200 мкм, ширина меньшей части w_2 = 50 мкм, ширина зазора d варьировалась от 20 мкм до 80 мкм.

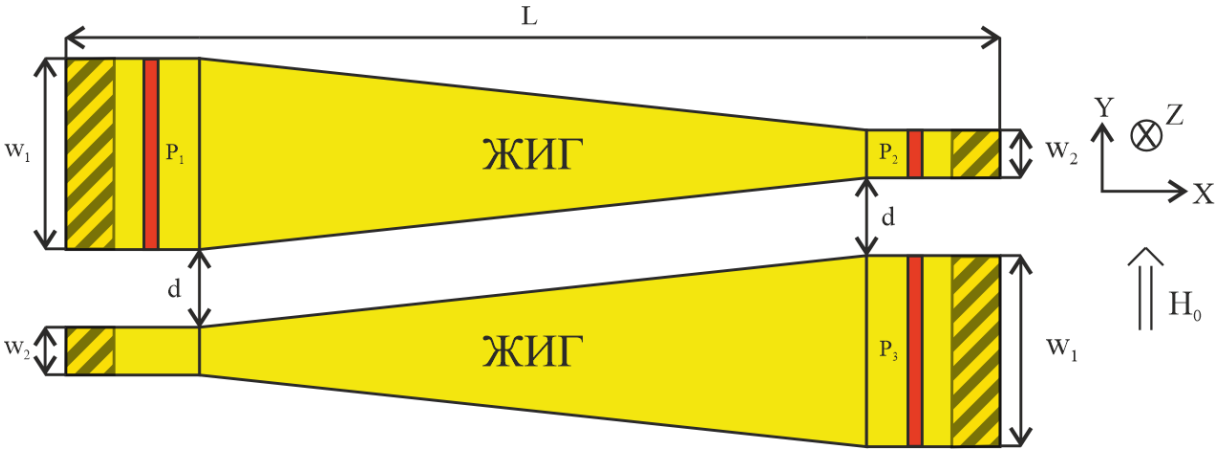


Рисунок 1. Схематическое изображение исследуемой структуры

Для данной структуры было произведено микромагнитное моделирование. В микромагнитном моделировании создавались условия для возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), при котором внешнее магнитное поле H_0 прилагалось вдоль оси Y. Величина параметра внешнего магнитного поля H_0 составляла 1200 Э.

Рассматриваемая система волноведущих структур обладает 3 портами. Порт P_1 выступал в роли входного микрополоска, на котором возбуждался СВЧ сигнал. Порты P_2 и P_3 выступали приемниками распространяющихся спиновых волн.

В ходе решения задачи о передаче спин-волнового сигнала для уменьшения отражений СВ от границ расчетной области на границах структуры, изображенные на рис.1 заштрихованной областью были введены поглощающие слои с экспоненциально возрастающим коэффициентом затухания α [5-6]. В качестве источника возбуждения спин-волнового сигнала непосредственно после области затухания располагалась микрополосковая антенна P_1 шириной 30 мкм, а детектирующие области P_2 и P_3 располагались на выходе структуры, как показано на рис.1.

Таким образом, с помощью численного моделирования была исследована система латерально связанных волноведущих волноводов. При увеличении зазора d между микроволноводами эффективность переноса СВ уменьшается. Данная структура может быть использована как направленный ответвитесь СВЧ сигнала для создания устройств обработки информационных сигналов на принципах магноники.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 23-79-30027).

Список использованной литературы:

1. Gurevich “Magnetic resonance in ferrites and antiferromagnets” Nauka Publ. 1973. P.220.
2. Chumak A.V. et al. // IEEE Transactions on Magnetics. 2022. V. 58. Is. 6. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664
3. Cherepanov V., Kolokolov I., L'vov V. // Physics Reports. 1993. V. 229. Is. 3. P. 81.
4. Hauser et al. // Sci Rep. 2016. V. 6. P. 20827.
5. Venkat G., Fangohr H., Prabhakar A. // J. of Magnetism and Magnetic Materials. 2018. 450. P. 34. DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.06.057.
6. Dvornik M., Kuchko A.N., Kruglyak V.V. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 07D350. DOI: 10.1063/1.3562519.

УДК 537.622.4

Спиновые волны в структурированной пленке YIG/GaAs

Мартышкин А.А.

м.н.с. лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Аннотация. *В данной статье представлены результаты численного и экспериментального исследования спиновых волн в структуре, состоящей из пленки железо-иттриевого граната (YIG) с нанесенным на поверхность периодическим массивом из полупроводникового арсенида галлия (GaAs). Установлено, что характеристики спиновых волн находятся в зависимости от концентрации свободных зарядов в GaAs. Экспериментальное наблюдение спиновых волн проводилась с использованием метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии. Проведенные численные расчеты помогают объяснить механизм управления частотными провалами в спектре спиновых волн.*

Ключевые слова: *спиновые волны, магноника, феррит-полупроводник*

Spin waves in structured YIG/GaAs thin film

Martyshkin A.A.,

Research assistant of the laboratory. "Magnetic Metamaterials

Sadovnikov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

Annotation. *We investigate spin waves in a structure consisting of a film of iron-yttrium garnet (YIG) with a periodic array of semiconducting gallium arsenide (GaAs) deposited on the surface by numerical and experimental methods. The spin wave characteristics are found to be dependent on the concentration of free charges in GaAs. Experimental observation of spin waves was carried out using Mandelstam-Brillouin spectroscopy. The performed numerical calculations help to explain the mechanism of controlling the frequency gaps in the spin wave spectrum.*

Keywords: *spin waves, magnonics, ferrite-semiconductor*

Интерес последних лет к полупроводниковым/ферромагнитным структурам обусловлен развитием новых методов создания структурированных ферромагнитных пленок на полупроводниковых подложках [1]. Особый интерес представляют двухслойные гетероструктуры, состоящие из пленки железно-иттривеого граната, выращенные на подложке из арсенида галлия [2]. Оптически инжектированные свободные носители заряда в полупроводниковом слое GaAs позволяют управлять дисперсионными характеристиками спиновых волн, распространяющихся в пленке YIG [3]. Наличие множества способов изменения скорости процессов инжекции и рекомбинации свободных носителей заряда в феррит/полупроводниковых гетероструктурах позволяет создавать реконфигурируемые устройства, основанные на магнонных принципах [4].

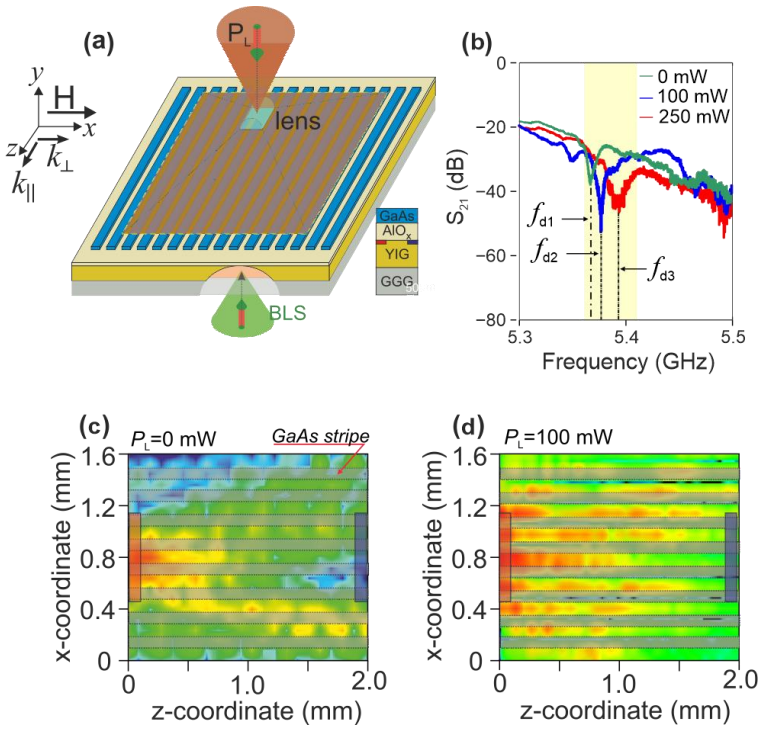


Рисунок 1. (a) Схематическое изображение исследуемой структуры. (b) Амплитудно-частотная характеристика СВ при различной мощности лазерного излучения P_L. Пространственное распределение интенсивности динамической намагниченности спиновых волн при мощности лазерного излучения (c) P_L = 0 мВт, (d) P_L = 100 мВт

Схематическое изображение исследуемой структуры показано на рис.1a. Полоски GaAs нанесены параллельно друг другу на слой ЖИГ через буферный слой AlOx. Буферный слой AlOx, используемый в ходе изготовления структуры необходим для совместимости различных кристаллических структур ЖИГ и GaAs [2]. На рис.1b показаны амплитудно-частотные характеристики СВ распространяющихся в пленке YIG при изменении мощности лазерного излучения направленного на массив полосок GaAs. С помощью системы точного позиционирования были получены карты пространственного распределения динамической намагниченности по методике BLS. Эксперимент проводился в конфигурации квазиобратного рассеяния, при этом интенсивность оптического отраженного сигнала была пропорциональна квадрату динамической намагниченности I_{BLS} в оптически зондируемой области. Далее было получено стационарное пространственное распределение I_{BLS} для различных значений входной мощности лазера (рис.1c,d).

Экспериментальные и численные расчеты показывают, что, изменяя направление магнитного поля, можно повысить эффективность невзаимного распространения СВ в связанной структуре с металлическим слоем над ней. Таким образом, в системе сопряжения с вышележащим металлическим слоем возникает эффект эффективного невзаимного распространения СВ. В такой системе можно реализовать простой метод управления невзаимным распространением спиновых волн с помощью геометрии и равновесной конфигурации.

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ (№23-79-30027).

Список использованной литературы:

1. A. Stognij et al. Synthesis, magnetic properties and spin-wave propagation in thin Y3Fe5O12 films sputtered on GaN-based substrates //Journal of Physics D: Applied Physics. Т. 48. №. 48. С. 485002. (2015)
2. L.V. Lutsev et al. Magnetic properties, spin waves and interaction between spin excitations and 2D electrons in interface layer in Y3Fe5O12/AlOx/GaAs-heterostructures //Journal of Physics D: Applied Physics. Т. 51. №. 35. С. 355002. (2018)
3. A.V. Sadovnikov et al. Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure // Physical Review B. Т. 99. №. 5. С. 054424. (2019)
4. A. Barman et al. The 2021 magnonics roadmap // Journal of Physics: Condensed Matter. Т. 33. №. 41. С. 413001. (2021)

УДК 537.624; 537.632

Невзаимные характеристики спиновых волн в слабо контрастном магнонном кристалле

Герус С.В.

д.ф-м.н., в.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Локк Э.Г.

д.ф-м.н., г.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Аннотация. *Экспериментально исследованы пространственно-частотные распределения спиновых волн в магнонном кристалле в зависимости от направления их распространения. Благодаря этому были измерены дисперсионные характеристики поверхностных спиновых волн в магнонном кристалле в результате чего, несмотря на слабую энергетическую контрастность кристалла, был обнаружен целый ряд бриллюэновских зон. Экспериментально обнаружено существование двух типов невзаимности в ферритовых структурах. Один обусловлен несимметрией дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны. Второй тип возикает из-за разного пространственного распределения волны при её распространении в противоположных направлениях. Магнонный кристалл был использован как инструмент, который дал возможность обнаружить и измерить эти типы невзаимности.*

Ключевые слова: *магнонный кристалл, спиновые волны, невзаимность, дисперсионные характеристики*

Non-reciprocal characteristics of spin waves in a weakly contrasting magnon crystal

Gerus S.V.

Dr.Sc., Leading Sc. Worker,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

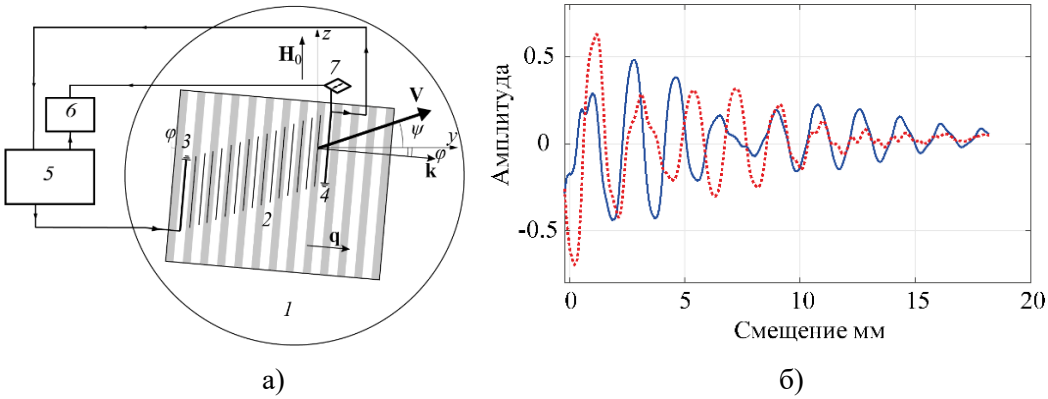
Lock E.H.

Dr.Sc., Chief Researcher, Laboratory Head
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Annotation. *The spatial-frequency distributions of spin waves in a magnon crystal depending on the direction of their propagation have been experimentally investigated. Thanks to this, the dispersion characteristics of surface spin waves in a magnon crystal have been measured, and as a result, despite the weak energy contrast of the crystal, a number of Brillouin zones have been detected. The existence of two types of nonreciprocity in ferrite structures has been experimentally discovered. One is due to the asymmetry of dispersion dependences with respect to the direction of wave propagation. The second type occurs due to different spatial distribution of the wave when it propagates in opposite directions. The magnon crystal was used as a tool that made it possible to detect and measure these types of nonreciprocity.*

Keywords: *magnon crystal, spin waves, nonreciprocity, dispersion characteristics*

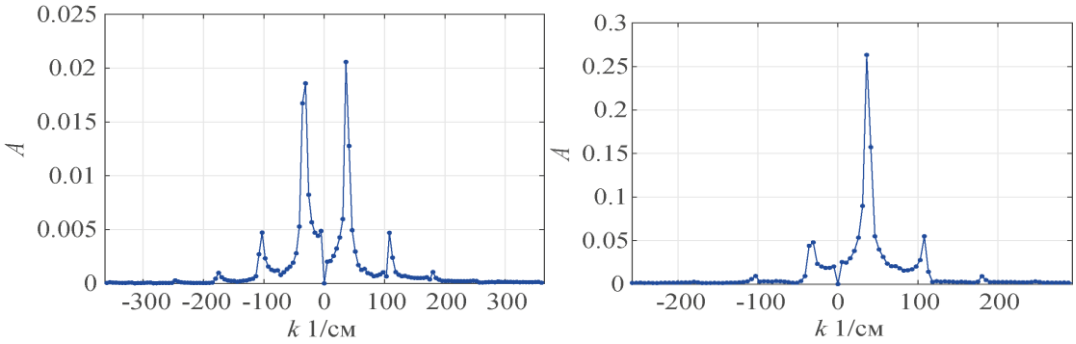
В ранних работах авторов была описана экспериментальная установка, позволяющая «визуализировать» спиновые волны (СВ), то есть получать информацию о распределении амплитуды и фазы волны на поверхности ферритовой плёнки или структуры [1 – 3]. Дальнейшее усовершенствование экспериментальной установки позволило обнаружить большой набор бриллюэновских зон в слабоконтрастном магнонном кристалле, несмотря на малый периодический потенциал, образующий структуру магнонного кристалла. Кроме того, исследования, касающиеся невзаимности распространения СВ, показали, что невзаимность может быть двух типов. Один связан с несимметрией дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны, то есть, когда $f(k) \neq f(-k)$, где $f(k)$ – зависимость частоты волны от её волнового вектора [4], [5], [6]. Второй тип характеризуется разной формой волновой функции Ф при распространении волны в противоположных направлениях, например $\Phi(x,y,z) \neq \Phi(x,-y,-z)$, где x – координата перпендикулярная плоскости (yz) ферритовой плёнки [7]. Эти два типа невзаимности зависят от конкретной конфигурации эксперимента и не обязательно наблюдаются одновременно один с другим. Было обнаружено, что магнонный кристалл может быть использован как инструмент, показывающий наличие каждого из этих типов невзаимности и обеспечивающий измерение их параметров. В данной работе приведены результаты этих исследований.



а) б)

Рис. 1. Схема а) и результат б) экспериментального измерения взаимодействия ПСВ с магнонным кристаллом а): 1 – плёнка ЖИГ, 2 – магнонный кристалл на основе периодической магнитной сигналограммы, 3 – неподвижный преобразователь СВЧ–ПСВ, 4 – перемещающийся зонд-преобразователь ПСВ–СВЧ, 5 – измеритель комплексного СВЧ коэффициента передачи, 6 – компьютер, 7 – система перемещения преобразователя 4; вектор ***V*** *групповой скорости ПСВ направлен под углом* $\psi = 18.5°$ *к нормали поля подмагничивания* $\mathbf{H}_o$*; векторы обратной решётки* ***q*** *магнонного кристалла и ПСВ* ***k*** *направлены под углом* $\varphi = -5°$ *к нормали поля* $\mathbf{H}_o$ *; б): компоненты амплитуды ПСВ, измеренные при перемещении приёмного зонда 4 – действительная (сплошная линия) и мнимая (пунктирная линия).*

Схема экспериментальной установки для исследования распространения ПСВ в магнонном кристалле изображена на рис. 1. Исследования проводились на образцах в виде эпитаксиальных плёнок ЖИГ, выращенных на подложках ГГГ. Для создания слабого, но заметного эффекта невзаимности с той стороны подложки, где была удалена паразитная плёнка ЖИГ размещалась медная пластина. Сигналограммы, создающие магнонный кристалл, записывались на высококоэрцитивную ленту ($H_c \approx 1000$ Э). Магнонный кристалл создавался размещением участков сигналограмм на плёнке ЖИГ. Измерения проводились при перемещении подвижного преобразователя 4 в положительном или отрицательном направлении вектора ***V***. На рис. 1б приведены характерные зависимости действительной и мнимой компонент комплексной амплитуды ПСВ, измеренные при постоянной частоте f возбуждения ПСВ неподвижным преобразователем *3*. Отметим, что масштабы амплитуд для волн, бегущих в отрицательном направлении приблизительно на порядок меньше, чем для волн, распространяющихся в положительном направлении. Это является свидетельством наличия невзаимности второго типа, о котором говорилось выше.



а) б)

Рис. 2. Результаты Фурье-преобразования измеренного комплексного сигнала для частоты: 3038 МГц; а) – положительное направление; б) – отрицательное направление.

К указанным пространственным зависимостям было применено Фурье-преобразование, результаты которого изображены на рис. 2. Картины Фурье- преобразования представляют собой наборы пиков, которые соответствуют модам плоских ПСВ с разными волновыми числами k, измеренным на данной частоте. Амплитуды этих пиков, а значит и мод ПСВ существенно различаются для волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях. Это свидетельствует о наличии невзаимности второго типа, о котором говорилось выше. За счёт взаимодействия с магнонным кристаллом и те, и другие возбуждают моды противоположного направления. Однако, моды, бегущие в положительном направлении, плохо возбуждают моды отрицательного направления, в то время как отрицательно направленные моды хорошо возбуждают моды положительного направления. Это также свидетельствует о невзаимном характере мод в магнонном кристалле.

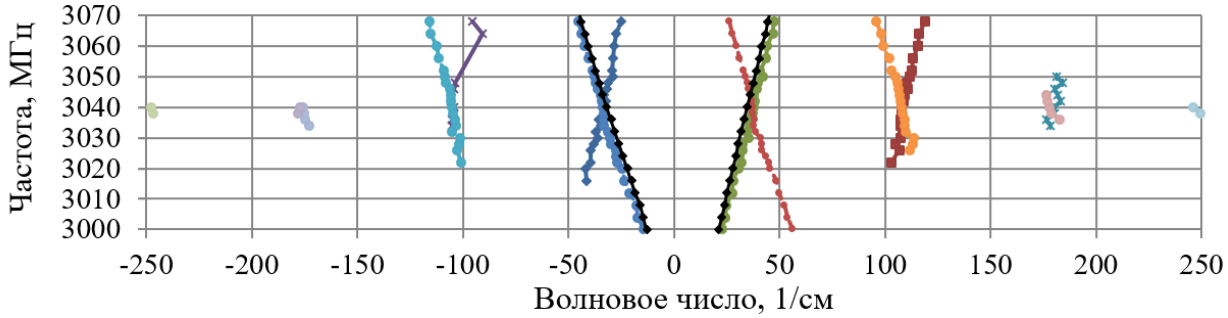


Рис. 3. Экспериментальные дисперсионные характеристики магнонного кристалла на основе структуры МДФ с магнитной сигналограммой, измеренные в области частот, где наблюдаются зоны Бриллюэна; сплошные цветные линии – волны с прямой дисперсией; штриховые линии – с обратной дисперсией; чёрные сплошные линии – дисперсионные зависимости структуры МДФ без сигналограммы

Каждой частоте, на которой производилось измерение, соответствует группа пиков, каждый со своим значением волнового числа k. Для набора частот получается набор таких групп волновых чисел. Нанесём их на график (см. рис. 3). Получился набор дисперсионных кривых, характеризующих собственные волновые моды магнонного кристалла в области частот наблюдения зон Бриллюэна, где происходит максимальное взаимодействие возбуждаемых ПСВ с магнонным кристаллом. Мы видим, что несмотря на слабую контрастность магнонного кристалла, обусловленную соотношением h/H_0, где h – амплитуда поля магнитной сигналограммы, H_0 – поле подмагничивания, удалось измерить отрезки дисперсионных кривых вплоть до 4 зоны Бриллюэна. Дисперсионные кривые волн с положительной дисперсией пересекаются с кривыми для волн с обратной дисперсией на границах зон Бриллюэна. Число пиков увеличивается при приближении к частоте 3038 МГц, где происходит пересечение прямых и обратных дисперсионных ветвей – там и происходит резонансное взаимодействие ПСВ с решёткой магнонного кристалла. На рис. 3 видно, что кривые расположены не симметрично относительно оси ординат. Это связано с невзаимностью первого типа, о которой говорилось выше. Невзаимность в данном случае вызвана специально размещением металлической поверхности со стороны подложки ГГГ в МДФ структуре. При этом волновые числа центральных точек первых зон Бриллюэна не равны значениям $\pm q/2$, а сдвинуты относительно них в сторону положительных значений волнового числа, но так, что общее расстояние между ними, в соответствии с теоремой Блоха, остается равным q [8]. В данном случае свойство невзаимности и приводит к указанному сдвигу.

Таким образом, экспериментально подтверждено существование двух типов невзаимности в ферритовых структурах. Один связан с несимметрией дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны. Второй тип характеризуется разной формой пространственного распределения волны при её распространении в противоположных направлениях. Магнонный кристалл был использован как инструмент, который дал возможность обнаружить и измерить эти типы невзаимности. Обнаружен большой набор бриллюэновских зон в слабоконтрастном магнонном кристалле.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Список использованных источников:

1. А.Ю. Анненков, И.В. Васильев, С.В. Герус, С.И. Ковалев // ЖТФ. – 1995. – № 4.– С. 71–82.

2. Анненков А.Ю., Герус С.В. // Радиотехника и электроника. – 2012. – № 5. – С. 572–577.

3. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. // Сборник трудов XXIII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (ННММ 2018). – Москва, 2018. – С. 312–314.

4. Анненков А.Ю., Герус С.В. // Известия РАН. Серия физическая. – 2017. – № 8. – С. 1091–1094.

5. Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю. // Радиотехника и электроника. – 2018. – №10. – С. 1089–1098.

6. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – № 2. – С. 178–180.

7. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. – 2019. – № 1. – С. 347–351.

8. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. – М.: ИЛ, 1959. – 457 с.

УДК 537.876.4

Исследование распространения спиновых волн в микроволноводе на основе пленки ЖИГ с наночастицами магнетита

Гаранин Ф.Е.

Студент, лаборант-исследователь в лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Хутиева А.Б.

Аспирант, м.н.с. лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Ломова М.В.

К.ф.-м. н., доцент кафедры материаловедения, технологии и управления качеством СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Садовников А.В.

К.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Аннотация. *В настоящей работе предложена конфигурация магнонного микроволновода с массивом магнитных элементов, расположенных на поверхности микроволновода. Методом микромагнитного моделирования на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта исследовалась возможность управления характеристиками распространения спиновых волн (СВ) в структуре с наночастицами магнетита на основе пленки железо–иттриевого граната (ЖИГ) на подложке из галий гадолиниевого граната (ГГГ) путем изменения направления внешнего магнитного поля. На основе полученных данных предложенная конфигурация магнонной структуры позволяет реализовать методы управления спин-волновыми сигналами, что может найти применение в устройствах магнонной логики и сенсорики.*

Ключевые слова: *спиновые волны, магноника, наночастицы магнетита*

Study of spin wave propagation in a microwave guide based on a YIG film with magnetite nanoparticles

Garanin F.E.,

Student, research assistant in the laboratory "Magnetic Metamaterials” SSU

Khutieva A.B.,

Graduate student, research assistant in the laboratory "Magnetic Metamaterials" SSU

Lomova M.V.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Materials Science, Technology and Quality Management, SSU

Sadovnikov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

Annotation. *In this work, we propose a configuration of a magnon microwave guide with an array of magnetic elements located on the surface of the microwave guide. Using the method of micromagnetic modeling based on the numerical solution of the Landau–Lifshitz–Gilbert equation, we investigated the possibility of controlling the characteristics of spin wave (SW) propagation in a structure with magnetite nanoparticles based on a yttrium iron garnet (YIG) film on a gallium gadolinium garnet (GGG) substrate by changing the direction external magnetic field. Based on the data obtained, the proposed configuration of the magnon structure makes it possible to implement methods for controlling spin-wave signals, which can find application in magnon logic and sensor devices.*

Keywords: *spin waves, magnonics, magnetite nanoparticles*

В последнее время активно развивается новое направление спинтроники с использованием ферритов-гранатов — магноника [1], в рамках которой транспортные свойства спин-поляризованных электронов не используются, а перенос информации происходит путем передачи сигнала с помощью спиновых волн (СВ) [2]. При таком подходе удается реализовать целый ряд функциональных блоков обработки сигнала на принципах магноники [3-5].

Также в настоящее время большое внимание уделяется возможности использования магнитных носителей в биомедицине. Магнитные наночастицы активно используются в биомедицине благодаря их уникальным свойствам, таким как высокая сорбционная емкость, возможность дистантного управления. Помимо диагностических целей, наночастицы магнетита хорошо контрастируют при МРТ, они также используются для адресной доставки лекарственных препаратов.

В качестве магнитного материала, используемого для формирования магнитных волноведущих структур, используются пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), демонстрирующие рекордно низкие величины затухания СВ, в том числе при нанометровых толщинах ЖИГ [6-7]. В данной работе будет рассматриваться пленка ЖИГ с нанесенными на нее наночастицами магнетита.

Исследуемый микроволновод представляет собой двухслойную структуру, где на первом слое лежит пленка ЖИГ длиной L_2 = 4 мм, шириной L_1 = 300 мкм и толщиной b_1 = 10 мкм на подложке из галий-гадолиниевого граната (ГГГ) толщиной b_2 = 10 мкм, а на втором слое в области a = 1 мм с периодичностью d = 10 мкм располагаются наночастицы магнетита толщиной b_3 = 10 мкм (см. рис. 1 (a, b)). Также важно отметить, что наночастицы магнетита имеют форму половины цилиндра с параметрами w_1 = 10 мкм и w_2 = 5 мкм, где w_2 – это пустота.

Для данной структуры было произведено микромагнитное моделирование. В микромагнитном моделировании создавались условия для возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), при котором внешнее магнитное поле H_0 прилагалось вдоль оси Y в положительном и отрицательном направлениях для наблюдения изменений распространения СВ в структуре. Величина параметра внешнего магнитного поля H_0 составляла 1200 Э.

Рассматриваемая система волноведущих структур обладает двумя портами. Порт P_{in} выступал в роли входной антенны, на которой возбуждался СВЧ сигнал и имел ширину 30 мкм. Порт P_{out} выступал приемником распространяющихся спиновых волн и также имел ширину 30 мкм.

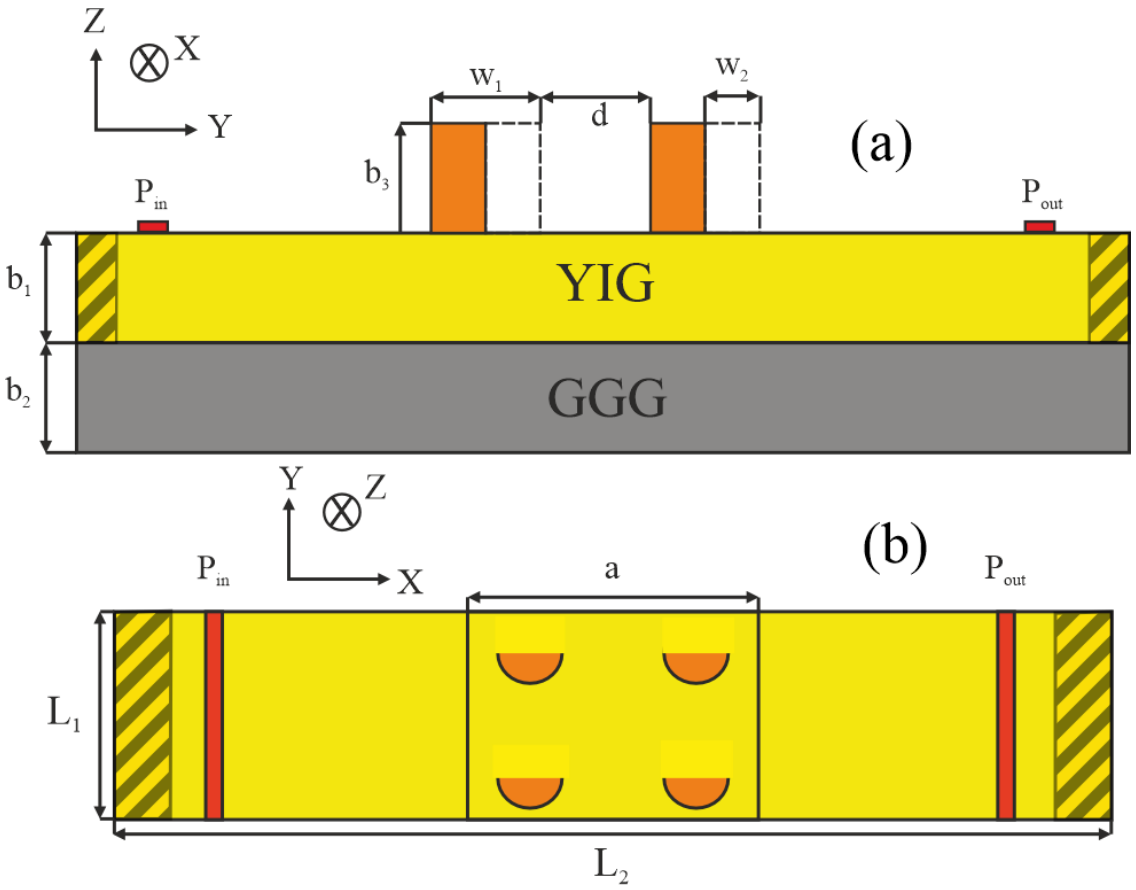


Рисунок 1. Схематическое изображение пленки ЖИГ с наночастицами магнетита в срезе z – y (a), в срезе y – x (b).

В ходе решения задачи о передаче спин-волнового сигнала для уменьшения отражений СВ от границ расчетной области на границах структуры, изображенные на рис. 1 (a, b) заштрихованной областью были введены поглощающие слои с экспоненциально возрастающим коэффициентом затухания α [8-9].

Таким образом, с помощью численного моделирования была исследована структура с наночастицами магнетита. Данная структура может быть использована как управляемый ориентацией магнитного поля фильтр СВЧ сигнала.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 23–13–00373).

Список использованной литературы:

1. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. No 26. P. 264001.
2. Sander D. et. al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. No 36. P. 363001.
3. Губанов В.А. и др. // ЖТФ 2019. Т. 89. В. 11. С. 1726.
4. Sadovnikov A.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. P. 142402.
5. Gubanov V.A. et al. // Phys. Rev. B 2023. V. 107. P. 024427.
6. Cherepanov V., Kolokolov I., L'vov V. // Physics Reports. 1993. V. 229. Is. 3. P. 81.
7. Hauser et al. // Sci Rep. 2016. V. 6. P. 20827.
8. Venkat G., Fangohr H., Prabhakar A. // J. of Magnetism and Magnetic Materials. 2018. V. 450. P. 34. DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.06.057.
9. Dvornik M., Kuchko A.N., Kruglyak V.V. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 07D350. DOI: 10.1063/1.3562519.

УДК 537.611.2

Спиновая накачка ПМСВ, бегущими в направлениях «легкая» и «трудная» оси намагничивания, в микроструктурах ЖИГ/Pt

Селезнев М.Е.

к.ф.-м.н, м.н.с. СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Никулин Ю.В.

к.ф.-м.н, с.н.с. СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Сахаров В.К.

к.ф.-м.н, с.н.с. СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Амаханов Г.М.

инженер СФИРЭ РАН им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *С помощью обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) исследована спиновая накачка бегущими поверхностными магнитостатическими волнами в двух структурах ЖИГ/Pt, отвечающие случаям распространения ПМСВ вдоль направлений [100] (трудная ось намагничивания) и [110] (легкая ось намагничивания). Показано, что поле кубической анизотропии не меняет характер частотных зависимостей ЭДС $U_{ОСЭХ}(f)$, но для направления [110] приводит к увеличению сигнала $U_{ОСЭХ}(f)$ и смещению вверх по частоте на 410 МГц относительно случая намагничивания вдоль «трудной» оси.*

Ключевые слова: *кубическая анизотропия, поверхностные магнитостатические волны, спиновый ток, обратный спиновой эффект Холла*

Spin pumping by magnetostatic surface spin waves running in the «easy» and «hard» directions of the magnetization axis in the microstructures of the YIG/Pt

Seleznev M.E.

PhD, junior researcher of Kotel’nikov IRE RAS, Saratov Branch

Nikulin U.V.

PhD, senior researcher of Kotel’nikov IRE RAS, Saratov Branch

Sakharov V.K.

PhD, senior researcher of Kotel’nikov IRE RAS, Saratov Branch

Amakhanov G.M.

Engineer of Kotel’nikov IRE RAS, Saratov Branch

Annotation. *The spin pumping by traveling surface magnetostatic waves in two YIG/Pt structures corresponding to the cases of* magnetostatic surface spin waves *propagation along the directions [100] (hard axis of magnetization) and [110] (easy axis of magnetization) has been studied using the inverse spin Hall effect (ISHE). It is shown that the cubic anisotropy field does not change the character of the frequency dependences of the EMF $U_{ISHE}(f)$, but for the [110] direction it leads to an increase in the signal $U_{ISHE}(f)$ and an upward shift in frequency by 410 MHz relative to the case of magnetization along the «hard» axis.*

Keywords: *cubic anisotropy,* magnetostatic surface spin waves, spin current, inverse *spin Hall effect*

Спиновая накачка бегущими спиновыми волнами в структурах на основе пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) и платины (Pt) представляет интерес для разработки энергоэффективной элементной базы на принципах магнонной спинтроники [1]. До сих пор эффекты спиновой накачки исследовались в структурах ЖИГ/Pt на основе эпитаксиальных пленок ЖИГ с кристаллографической ориентацией (111). Целью данной работы является

исследование спиновой накачки бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ) в структуре на основе пленки ЖИГ с кристаллографической ориентацией (100).

Отметим, что влияние кристаллографической анизотропии на спектр дипольных ПМСВ в пленках ЖИГ различных кристаллографических ориентаций хорошо исследовано [2]. Для ЖИГ, который является кубическим кристаллом, трудными направлениями являются кристаллографические направления (100). В пленках ЖИГс кристаллографической ориентаций (100) в плоскости пленки помимо «трудных «осей [100] лежат «полулегкие» оси [110]. Было показано, что диапазон частот ПМСВ в пленках, намагниченных в трудном [100] направлении, сдвигается «вниз» по частоте относительно случая изотропной пленки. Наоборот, в пленках, намагниченных в направлении [110], спектр сдвигается «вверх» по частоте. При этом для цели нашей работы нас будет интересовать влияние кубической анизотропии на характер спектра ПМСВ и связанного с этим изменения плотности состояний (ПС) в спектре, которую можно охарактеризовать зависящей от частоты ПМСВ f функцией $\rho_s(f)$. Действительно частоты, на которых ПС испытывает сингулярности ван Хове [3], отвечают условиям эффективного рассеяния электронов на магнонах [4,5]. В данной работе мы сопоставили эффективность спиновой накачки в структурах ЖИГ(100)/Pt намагниченных в кристаллографических направлениях [100] и [110].

Отметим, что ПС в спектре ПМСВ, бегущей в изотропной пленке, рассматривалась в работе [6]. Было показано, что выражение для ПС $\rho_s(f)$ может быть записано в виде

$$\rho_s(f) = \frac{f_H}{\sqrt{f^2 - f_0^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2(f^2 - f_H^2) - f_H f_m - 2f\sqrt{f^2 - f_0^2}}}. \quad (1)$$

где $f_0 = \sqrt{f_H^2 + f_H f_m}$, $f_H = \gamma H$, $f_m = \gamma 4\pi M$, γ и $4\pi M$, соответственно, гиромагнитное отношение и намагниченность ЖИГ. Из (1) можно видеть, что в случае ПМСВ сингулярность в ПС достигается на частотах f_0 и f_s, где $f \to f_s = f_0 + 4\pi M_0 \gamma/2$ соответствует коротковолновой ($k \to \infty$) границе спектра ПМСВ, а сингулярность при $f \to f_0$ отвечает ПМСВ с волновым вектором k, составляющим с полем H угол $\theta \to \theta_c$, где $\theta_c = \arcsin\left(\frac{H}{H+4\pi M}\right)^{1/2}$ - угол отсечки ПМСВ и $\theta \geq \theta_c$ [6]. При $k \neq 0$ и $\theta \to \theta_c$ распределение магнитостатического потенциала Ψ по толщине пленки $\Psi = Ae^{-k_z z} + Be^{k_z z}$, $k_z = k\sqrt{sin^2\theta + cos^2\theta \, \frac{f_H^2 - f^2}{f_0^2 - f^2}}$ и при $f \to f_0$ имеет поверхностный характер.

При учете кубической анизотропии получить выражения для ПС в пленках ЖИГ, намагниченных в трудном и легком направлениях, затруднительно. Поэтому рассмотрим результаты численного микромагнитного моделирования спектра дипольно-обменных ПМСВ в пленке ЖИГ кристаллографической ориентации (100) при намагничивании в «легком» направлении [110] (рис.1 (а,б)) и «трудном» направлении [100] (рис.1 (б,в)). Можно видеть, что в случае «легкого» намагничивания в спектре могут формироваться дисперсионные кривые с пологой дисперсией, которые выделены звездочками на рис. 1(б). При этом в спектре ПМСВ при распространении в направлении [100] такие участки дисперсии отсутствуют.

Важно подчеркнуть, что пологие участки дисперсии отвечают волнам с малой групповой скоростью $v_g(f^*) \to 0$ и где в ПС могут возникать сингулярности ван Хова ($\rho(f^*) \to \infty$) [3]. Поэтому, можно ожидать, что эффективность спиновой накачки бегущими ПМСВ в структурах ЖИГ(100)/Pt в случае когда ПМСВ распространяются вдоль «легкой» оси будет выше, чем при намагничивании в «трудном» направлении.

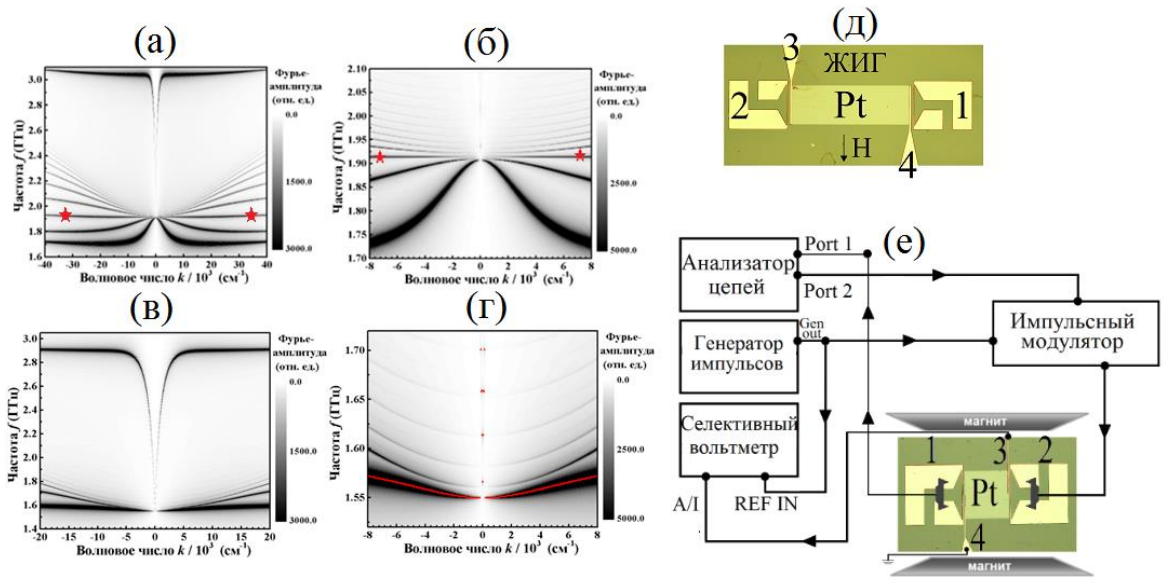


Рис. 1. Плотность состояний в структурах с легкой (а,б) и трудной (в,г) осями намагниченности; оптическое изображение структур ЖИГ/Pt (д) и схема измерений (е).

Для проведения экспериментов использовалась пленка ЖИГ(100) толщиной 16.1 мкм, намагниченностью насыщения $4\pi M_0$=1750 Гс и ΔH=0.5 Э, из которой вырезались два образца так что в одном случае стороны пленки совпадали с направлением [100], а в другом [110]. При этом в образцах ПМСВ могли распространяться вдоль «трудной» [100] или «легкой» [110] осей намагничивания. С использованием методов магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления на поверхности пленок ЖИГ изготавливались медные микроантенны (МА) 1 и 2 для возбуждения и приема поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), контакты 3 и 4 для измерения электродвижущей силы (ЭДС) в Pt элементе длиной 620 мкм и шириной 200 мкм (рис. 1(д)). Образцы помещались между полюсами электромагнита таким образом, что внешнее постоянное поле H было направлено касательно к поверхности ЖИГ, параллельно МА, что отвечало геометрии возбуждения ПМСВ (рис. 1 е). Электрический контакт с МА обеспечивался с помощью СВЧ микрозондов. Амплитудно- и фазочастотные характеристики (АЧХ и ФЧХ) коэффициентов передачи и отражения S измерялись с помощью векторного анализатора цепей, ЭДС регистрировалась с помощью селективного вольтметра в режиме импульсной модуляции с частотой 11.33 КГц, что было необходимо для снижения возможного влияния нагрева микроструктур (рис.1 е).

На рис. 2 (а-б) приведены частотные зависимости коэффициента передачи S_{12} и волнового числа k ПМСВ для структур типа «легкая» (а) и «трудная» (б), измеренные при P_{in}=-20 дБм и H=939 Э. Из рисунков можно видеть, что положение границ спектра ПМСВ, обозначенные вертикальными пунктирными линиями f_0 и f_s, для случая намагничивания вдоль «легкой» оси оказывается сдвинуты «вверх» по частоте на ≈410 МГц относительно случая «трудной» оси намагничивания.

На рис. 2 (в-г) представлены частотные зависимости ЭДС, генерируемые в структурах за счет обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) $U_{ОСЭХ}$, измеренные при возбуждении ПМСВ в структурах с «легкой» и «трудной» осями намагничивания при P_{in}=10 дБм и H=939 Э для 4х случаев в зависимости от направлений распространения ПМСВ и внешнего магнитного поля, где направление H^+ показано на рис.1 д, направление H^- противоположное. Кривые $1H^+$ и $2H^-$ отвечают возбуждению ПМСВ МА 1 (см. рис.1 д), кривые $3H^-$ и $4H^+$ отвечают возбуждению ПМСВ МА 2 (см. рис.1 д). Можно видеть, что для рассматриваемых структур знак $U_{ОСЭХ}$ зависит только от направления поля подмагничивания и не меняется с изменением направления распространения волны, что отвечает механизму ОСЭХ. В то же время, разница в поле анизотропии между направлениями осей намагничивания не влияет на характер зависимостей $U_{ОСЭХ}$, где можно видеть два максимума на частотах f_0 и f_s в соответствии с (1).

Кривые, отмеченные как 1 H^+ и 3H^-, характеризовались двумя пиками вблизи границ f_0 и f_s, что отвечает характеру плотности состояний в спектре ПМСВ [6], см. также выражение для ПС в спектре ПМСВ (1). Из-за эффекта невзаимности ПМСВ, значения пиков кривых, отмеченных как 4 H^+ и 2H^- уменьшались. При этом значения $U_{ОСЭХ}$ в случае структуры намагниченной в легком направлении оказывается больше почти в два раза, что можно связать с наличием в спектре анизотропных дипольно-обменных ПСВ участков дисперсии с высокой ПС – см. дисперсионные кривые на рис.1 и 1б выделенные звездочками.

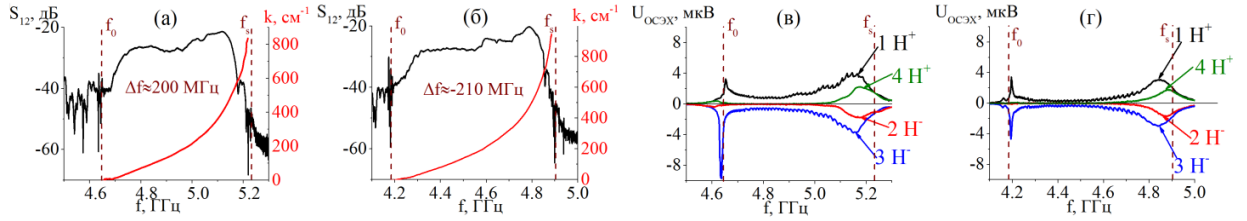


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента передачи S_{12} и волнового числа k ПМСВ, измеренные при P_{in}=-20 дБм и H=939 Э в структурах, отвечающих случаям «легкая» (а) и трудная (б) оси намагничивания (а,б); частотные зависимости ЭДС U, измеренные при P_{in}=10 дБм и H=939 Э, в структурах, отвечающие случаям «легкая» (в) и «трудная» (г) осей намагничивания для 4х случаев распространения ПМСВ; пунктирными линиями отмечены нижняя (f_0) и верхняя (f_s) частотные границы спектра ПМСВ.

Таким образом можно сделать вывод, что поле кубической анизотропии приводит к смещению положений частот спектра ПМСВ и, соответственно, зависимостей $U_{ОСЭХ}$ (f). Характер зависимостей $U_{ОСЭХ}$ (f) существенно не меняется при намагничивании структуры в «трудном» (кристаллографическое направление типа [100]) или «легком» (кристаллографическое направление типа [110]) направлениях. При этом максимальные значения ЭДС для структуры, намагниченной в «легком» направлении, оказываются на частоте длинноволновой в два раза больше, чем для «трудного» направления, что можно связать с наличием в спектре дисперсионных кривых с малой групповой скоростью (на рис. 1 (а,б) такая дисперсионная кривая выделена звездочками) с высокой плотностью состояний.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект 22-19-00500.

Список использованной литературы:

1. Guzowski, B. Sputtered $Y_3Fe_5O_{12}$ Films for Spintronics Application // Acta Physica Polonica. — 2019. — Vol. 20. — № 2. — P. 5-8.
2. Берегов А.С., Кудинов Е.В. Магнитостатические волны в произвольно ориентированной пленке кубического ферромагнетика с наведенной анизотропией. Ч.II. Дисперсионные характеристики магнитостатических волн // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1987. – № 6(400). – С. 8-12.
3. Van Hove, L. The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal // Physical Review. — 1953. — Vol. 89. — № 6. — P. 1189-1193.
4. Селезнев М.Е. Детектирование спиновых волн в магнитных микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb // автореферат дис. к.ф.-м.н. – 2022.
5. Никулин Ю.В., Высоцкий С.Л., Селезнев М.Е. и др. Частотная зависимость смешанной спиновой проводимости структур YIG/Pt при спиновой накачке ПМСВ // ФТТ. – 2023. – Т.65, № 6. – С.967-972.
6. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab //Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 1961. – Vol. 19. – № 3-4. – P. 308-320.

Если вы хотите раскрыть тайны Вселенной,
мыслите в терминах энергии, частоты и колебаний

Никола Тесла

Марк Шагал «Виолончелист» (1910)

Секция 6.
Резонансные явления в магнетиках

УДК 537.635

Резонансные явления в пластинах композитных наноматериалов, содержащих частицы Fe в эпоксиаминной матрице в миллиметровом диапазоне длин волн

Кузнецов Е.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН;
старший научный сотрудник
ФГАОУ ВО «Российский государственный профессионально-педагогический университет»

Ринкевич А.Б.

д.ф.-м.н., член-корреспондент РАН, главный научный сотрудник
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Перов Д.В.

к.т.н., старший научный сотрудник
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Уймин М.А.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Экспериментальная часть работы посвящена исследованию изменений микроволновых коэффициентов прохождения и отражения от пластин, содержащих сферические частицы железа в эпоксиаминной матрице, в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР) в миллиметровом диапазоне длин волн. Проведено вычисление зависимостей коэффициентов прохождения, отражения и диссипации от магнитного поля и их сравнение с экспериментальными.*

Ключевые слова: *нанокомпозиты, ферромагнитный резонанс (ФМР), эффективная магнитная проницаемость, комплексная диэлектрическая проницаемость, волны миллиметрового диапазона, микроволновые коэффициенты прохождения и отражения*

Resonance phenomena in plates of composites nanomaterials containing Fe nanoparticles in an epoxyamine matrix in millimeter waveband

Kuznetsov E.A.

PhD (Phys.–Math.), Senior Researcher
M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences;
Senior Researcher, The Russian State Vocational Pedagogical University

Rinkevich A.B.

Dr. Sci. (Phys.–Math.), Corresponding member of RAS, Chief Researcher
M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Perov D.V.

PhD (Engineering), Senior Researcher
M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Uimin M.A.

PhD (Phys.–Math.), Leading Researcher
M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Annotation. *Experimental part of the work is devoted to the study of changes in microwave transmission and reflection coefficients from plates containing spherical Fe particles in an epoxyamine matrix under conditions of ferromagnetic resonance (FMR) in millimeter waveband. Calculation of field dependences coefficients of transmission, reflection and dissipation and comparison with experimental data were performed.*

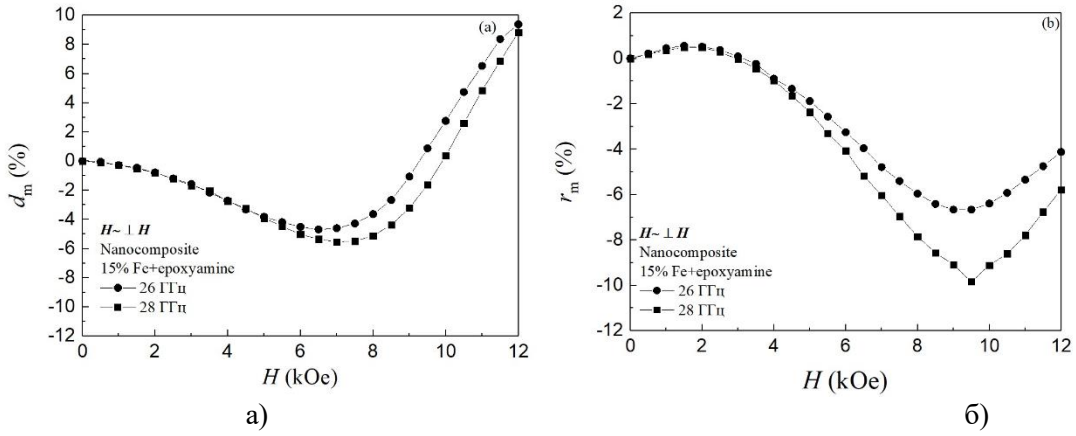
Keywords: *nanocomposites, ferromagnetic resonance (FMR), effective magnetic permeability, complex dielectric permittivity, millimeter waveband, microwave transmission and reflection coefficients*

Работа посвящена исследованию прохождения и отражения волн миллиметрового диапазона от пластин нанокомпозита на основе наночастиц Fe сферической формы со средним диаметром 60 нм. Нанокомпозит содержит от 10 до 30% весовой доли данных частиц в эпоксидно-аминовой матрице.

Микроволновые измерения проводились в диапазоне 26…38 ГГц в магнитных полях до 12 кЭ методом, развитым ранее и описанным в [1]. Образцы толщиной 2 мм помещались в поперечное сечение волновода, работающего на основной моде H_{10}. Модули коэффициентов прохождения T и отражения R и их зависимости от магнитного поля измерены с помощью скалярного анализатора цепей. Их относительные изменения определялись как $d_m = [|T(H)| - |T(0)|] / |T(0)|$, где $|T(H)|$ - модуль коэффициента прохождения в магнитном поле H, и $r_m = [|R(H)| - |R(0)|] / |R(0)|$, где $|R(H)|$ - модуль коэффициента отражения в магнитном поле H. Постоянное магнитное поле $\boldsymbol{H}$ лежит в плоскости пластины и направлено перпендикулярно к сверхвысокочастотному магнитному полю $\boldsymbol{H}_{\sim}$, $\boldsymbol{H} \perp \boldsymbol{H}_{\sim}$. Все микроволновые измерения выполнены при комнатной температуре.

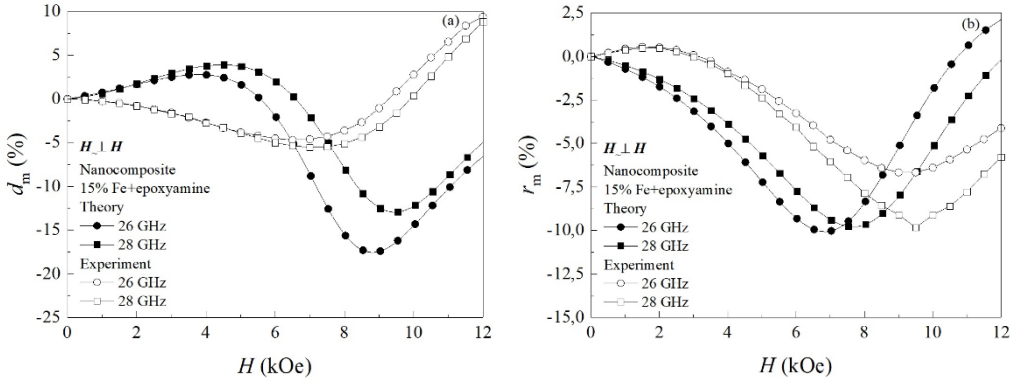
На рис. 1 приведены полевые зависимости модулей коэффициентов прохождения и отражения на частотах 26 и 28 ГГц. На полевых зависимостях модуля коэффициента прохождения и отражения (рис. 1 а, б) наблюдаются уменьшения резонансного типа, вызванные поглощением в условиях ФМР.

Расчет зависимостей от магнитного поля коэффициентов прохождения, отражения и диссипации проведен на основе определения комплексных коэффициентов прохождения и отражения по методике, развитой в [2] для композитов, содержащих частицы с формой в виде эллипсоида вращения. Сравнение рассчитанных зависимостей с полученными экспериментально приведено на рис. 2 и 3.



а) б)

Рис. 1. Экспериментальные зависимости от магнитного поля модулей коэффициентов прохождения (а) и отражения (б) для образца с 15% Fe при перпендикулярной ориентации ***H~⊥H***



а) б)

Рис. 2. Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей от магнитного поля модулей коэффициентов прохождения (а) и отражения (б) для перпендикулярной ориентации ***H~⊥H***

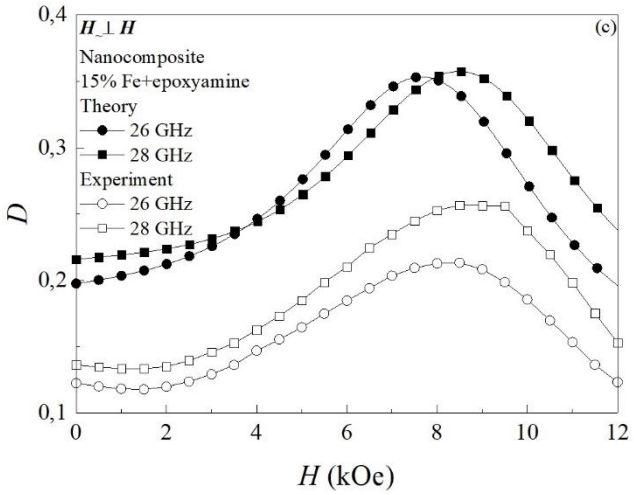


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей от магнитного поля диссипации микроволновой мощности для перпендикулярной ориентации ***H~⊥H***

Отметим ограничения, определяющие область применения метода расчета. Во-первых, это слабое взаимодействие частиц Fe. Выполняется для образцов с объемной долей частиц Fe менее 10% (весовая доля 30% и менее). Во-вторых, не учитывалась магнитная кристаллическая анизотропия частиц, что допустимо для сильно неоднородных в магнитном

отношении сред. Магнитные композиты с поликристаллическими частицами удовлетворяют этим требованиям. В-третьих, предполагалось, что все магнитные частицы одинаковы по форме и размерам. В расчете предполагалась случайная ориентация больших осей частиц.

Необходимые для расчета компоненты комплексной диэлектрической проницаемости ε определены экспериментально с учетом их частотной зависимости. Полагалось, что они не зависят от магнитного поля. Проведено моделирование зависимости от магнитного поля для комплексной динамической магнитной проницаемости $\mu=\mu'-i\mu''$ по результатам магнитных и микроволновых (рис. 1) измерений в приближении эффективной среды. В отличие от [2] предполагалось, что все частицы имеют сферическую форму, поэтому использовалась величина размагничивающего фактора $4\pi/3$.

Сопоставим теоретические и экспериментальные результаты. В частности, на рис. 2 а расчетные зависимости модуля коэффициента прохождения имеют минимум, обусловленный ФМР, примерно при тех же величинах полей, что и экспериментальные. На зависимостях рис. 3 виден максимум диссипации, вызванный поглощением микроволн при ФМР. Величины полей, при которых он наблюдается, показывают хорошее соответствие между расчетными и экспериментальными кривыми, а также с минимумами на рис. 2 а.

Для отраженных волн (рис 2 б) также есть отличия между расчетом и экспериментом. Они, а также отличия между значениями полученных теоретически и экспериментально величин минимумов коэффициентов прохождения (рис. 2 а) и максимумов диссипации (рис. 3), вероятно, могут быть объяснены следующими причинами. В расчете не учтено, что в реальных образцах, по данным микроструктурного анализа, присутствуют кластеры частиц железа, и кроме того, частицы с формой, отличной от сферической.

В целом, сравнительный анализ расчетных и экспериментальных зависимостей показал их хорошее качественное и, частично, количественное соответствие.

Работа выполнена при поддержке темы «Спин».

Список использованных источников:

1. Rinkevich A.B., Burkhanov A.M., Perov D.V., Samoilovich M.I., Kleshcheva S.M., Kuznetsov E.A. Electromagnetic and magnetic properties of magnetophotonic crystal based on opal matrix with Co and CoO nanoparticles // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. – 2014. – V. 12. – № 2. – P. 144-151.
2. Perov D.V., Rinkevich A.B. Ferromagnetic resonance and antiresonance in composite medium with flakes of finemet-like alloy // Nanomaterials . — 2021. — V. 11. — P. 1748—1769.

УДК 537.622.4

Особенности магнитного резонанса в металл-диэлектрических наногранулярных композитах

Дровосеков А.Б.

к.ф-м.н., с.н.с., Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН

Дмитриева М.Ю.

студент, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

Ситников А.В.

д.ф-м.н., профессор, Воронежский государственный технический университет

Николаев С.Н., Рыльков В.В.

н.с., Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Аннотация. *Методом магнитного резонанса исследованы пленки металл-диэлектрических наногранулярных композитов M_xD_{100-x} с различным составом и процентным соотношением металлической и диэлектрической фаз (M = Fe, Co, Ni, CoFeB; D = Al_2O_3, SiO_2, ZrO_2, $LiNbO_3$; x ≈ 10−80 ат.%). Эксперименты проведены в широком диапазоне частот (f = 7−37 ГГц) и температур (T = 4.2−360 К) при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости пленки. Обнаружено, что при концентрациях металлической ферромагнитной (ФМ) фазы ниже порога перколяции экспериментальные спектры, помимо обычного сигнала ФМ резонанса (ФМР), содержат дополнительный пик поглощения, характеризуемый удвоенным эффективным g-фактором g ≈ 4. Появление такого пика в спектрах резонанса можно объяснить в рамках модели «гигантского спина» возбуждением внутри ФМ наногранул «запрещенных» («двухквантовых») переходов с изменением проекции спина Δm = ±2.*

Ключевые слова: *наногранулярные композиты, магнитный резонанс*

Special features of magnetic resonance in metal-insulator nanogranular composites

Drovosekov A.B.

Ph.D., P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, RAS

Dmitrieva M.Yu.

student, National Research University Higher School of Economics

Sitnikov A.V.

Dr.Sc., professor, Voronezh State Technical University

Nikolaev S.N., Rylkov V.V.

National Research Center “Kurchatov Institute”

Annotation. *Films of metal-insulator nanogranular composites M_xD_{100-x} with different compositions and percentage of metallic and dielectric phases (M = Fe, Co, Ni, CoFeB; D = Al_2O_3, SiO_2, ZrO_2, $LiNbO_3$; x ≈ 10−80 at.%) were studied by magnetic resonance. The experiments were carried out in a wide range of frequencies (f = 7−37 GHz) and temperatures (T = 4.2−360 K) at different orientations of the magnetic field with respect to the film plane. It was found that at concentrations*

of the metallic ferromagnetic (FM) phase below the percolation threshold, the experimental spectra, besides the usual signal of the FM resonance (FMR), contain an additional absorption peak characterized by a double effective g-factor g ≈ 4. The appearance of such a peak in the resonance spectra can be explained within the framework of the "giant spin" model by excitation of "forbidden" ("double-quantum") transitions inside the FM nanogranules with a change in the spin projection Δm = ± 2.

Keywords: *nanogranular composites, magnetic resonance*

Магнитные наночастицы и наногранулярные системы давно являются предметом интенсивных исследований, что обусловлено необычными физическими свойствами этих объектов, а также широкими возможностями практических применений [1].

В настоящей работе методом магнитного резонанса в широком диапазоне частот (f = 7–37 ГГц) и температур (T = 4.2–360 К) исследуются пленки металл-диэлектрических наногранулярных композитов M_xD_{100-x} с различным составом и процентным соотношением металлической и диэлектрической фаз (M = Fe, Co, Ni, CoFeB; D = Al_2O_3, SiO_2, ZrO_2, $LiNbO_3$; x ≈ 10–80 ат.%). Исследуемые пленки толщиной ≈ 1–3 мкм синтезированы на ситалловых подложках методом ионно-лучевого распыления составных мишеней. Полученные нанокомпозиты представляют собой ансамбль ферромагнитных (ФМ) металлических наногранул размером 2–8 нм, случайным образом расположенных внутри аморфной оксидной матрицы [2].

Обнаружено, что при концентрациях металлической ФМ фазы ниже порога перколяции экспериментальные спектры пленок, помимо обычного сигнала ФМР, содержат дополнительный пик поглощения, характеризуемый удвоенным эффективным g-фактором g ≈ 4.3±0.1. Заметим, что подобный сигнал часто наблюдается при исследованиях наночастиц на основе железа в различных немагнитных средах и связывается с электронным парамагнитным резонансом (ЭПР) изолированных ионов Fe^{3+}, присутствующих в системе [3]. Однако в нашем случае пик ЭПР (g ≈ 4.3) проявляется для нанокомпозитов самого разного состава, включая системы Co_xD_{100-x} и Ni_xD_{100-x} на основе чистых кобальта и никеля, с незначительным количеством примесей железа. Кроме того, в отличие от традиционного ЭПР ионов Fe^{3+}, наблюдаемый пик демонстрирует ряд необычных особенностей:

- Имеет примерно одинаковую интенсивность, как в обычной поперечной, так и в продольной геометрии возбуждения резонанса. При этом в параллельной геометрии гораздо лучше разрешается на фоне существенно подавленного пика ФМР (рис. 1а, б);
- Температурная зависимость интенсивности пика ЭПР имеет немонотонный характер с наличием максимума по температуре (рис. 1в). При этом с увеличением концентрации ФМ фазы максимум интенсивности смещается в область высоких температур.

Появление в спектрах резонанса пика с удвоенным эффективным g-фактором можно объяснить в рамках модели «гигантского спина» [4, 5] возбуждением внутри ФМ наногранул «двухквантовых» переходов с изменением проекции спина $\Delta m = \pm 2$. В рамках этого подхода можно объяснить более яркое проявление пика с g ≈ 4 в продольной геометрии возбуждения резонанса [5], а также аномальную температурную зависимость его интенсивности [4, 5].

а) б) в)

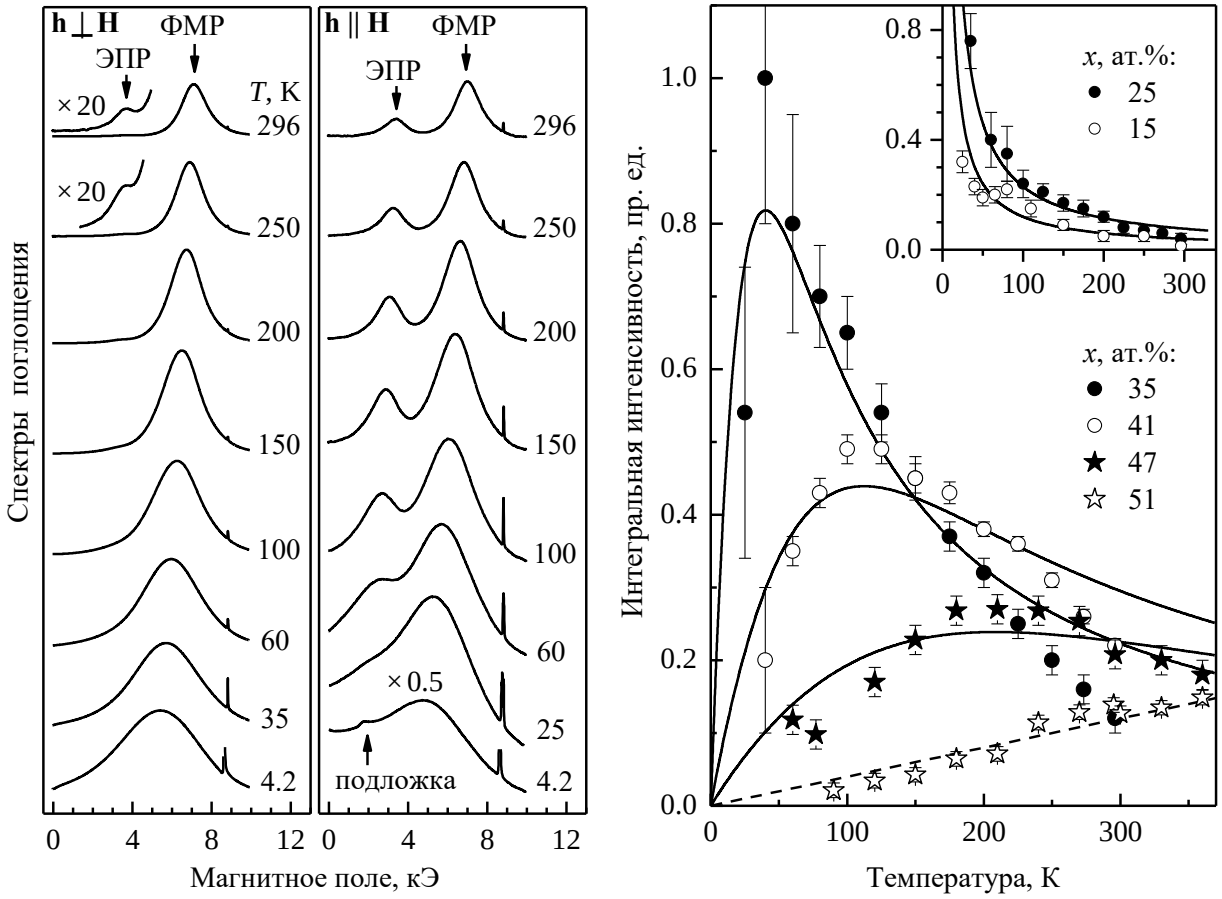


Рис. 1. (а, б) Спектры магнитного резонанса для пленки нанокомпозита $(CoFeB)_{35}(Al_2O_3)_{65}$ при различных температурах T = 4.2–296 K, полученные в касательном поле на частоте $f \approx 25$ ГГц в поперечной (а) и продольной (б) геометрии возбуждения резонанса. В случае продольной геометрии вертикальный масштаб спектров увеличен в 20 раз по сравнению с поперечной геометрией. (в) Температурные зависимости интегральной интенсивности I(T) линии ЭПР ($g \approx 4.3$) для пленок нанокомпозитов $(CoFeB)_x(Al_2O_3)_{100-x}$. Символы — экспериментальные данные, сплошные линии — расчет в модели «гигантского спина», пунктир — линейная зависимость. Линии на вставке — закон Кюри I(T) ~ 1/T.

В модели «гигантского спина» ФМ наногранула трактуется как парамагнитный центр с гигантским спином $S \sim 10^3$–10^4. Во внешнем поле происходит зеемановское расщепление уровней энергии этого спина по его проекции на направление поля $|m = -S \ldots +S$. Вынужденные переходы с изменение проекции спина $\Delta m = \pm 1$ под действием переменного поля в классическом пределе соответствуют возбуждению обычной моды ФМР. Номинально «запрещенные» («двухквантовые») переходы с $\Delta m = \pm 2$ становятся «разрешенными» с учетом дополнительных возмущающих взаимодействий, например, при наличии эффективного поля анизотропии гранул H_A.

В этом случае квантовомеханическая вероятность переходов между уровнями $m \pm 1$ гранулы в рамках теории возмущений оценивается выражением [6]:

$$W \sim (H_A/H)^2 \cdot U_m^{m-1} \cdot U_{m+1}^{m}, \quad \text{где}$$

$$U_m^{m-1} = S(S+1) - m(m-1).$$

Отметим, что для произвольной ориентации оси анизотропии гранулы относительно

направления поля вероятности возбуждения таких переходов поперечным и продольным переменным полем оказываются сравнимы между собой, что согласуется с экспериментально наблюдаемым поведением пика ЭПР ($g \approx 4.3$).

Обратим внимание, что согласно приведенной формуле, максимальные вероятности переходов с $\Delta m = \pm 2$ реализуются при малых значениях $m << S$. При этом соответствующие уровни энергии лежат выше основного уровня $m = -S$ на величину $\sim \mu H$, где μ — магнитный момент гранулы. В условиях низких температур ($k_B T << \mu H$) заселенности этих уровней падают и интенсивность «двухквантовой» линии $I(T)$ уменьшается. В пределе высоких температур ($k_B T >> \mu H$) выравнивание заселенностей энергетических уровней гранулы приводит к выходу зависимости $I(T)$ на закон Кюри $I(T) \sim 1/T$. Таким образом, максимум интенсивности линии с $g \approx 4.3$ ожидается при температуре $T \sim \mu H/k_B$. При увеличении концентрации ФМ фазы в нанокомпозите магнитный момент гранул растет, что объясняет смещение максимума в область высоких температур.

На рис. 1в представлено сравнение экспериментальных зависимостей $I(T)$ для пика ЭПР ($g \approx 4.3$) с результатами численного расчета в модели «гигантского спина». На качественном уровне экспериментальные данные согласуются с теорией.

Выводы

В магнитных наногранулярных композитах, помимо обычного пика ФМР, обнаружен дополнительный пик поглощения с удвоенным эффективным g-фактором, демонстрирующий ряд необычных особенностей. Появление такого пика можно связать с возбуждением номинально запрещенных двухквантовых переходов ($\Delta m = \pm 2$) между спиновыми уровнями ФМ наногранул. В рамках этого подхода на качественном уровне объясняется немонотонная температурная зависимость интенсивности необычного пика, а также нестандартные условия его возбуждения продольным высокочастотным магнитным полем.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания при поддержке РНФ (проект № 22–19–00171).

Список использованных источников:

1. S. Bedanta, A. Barman, W. Kleemann *et al.* // Journal of Nanomaterials. – 2013. – V. 2013. – P. 952540.
2. V. V. Rylkov, A. V. Sitnikov S. N. Nikolaev *et al.* // J. Magn. Magn. Mater. – 2018. – V. 459. – P. 197.
3. J. Kliava, I. Edelman, O. Ivanova *et al.* // J. Magn. Magn. Mater. – 2011. – V. 323. – P. 451.
4. N. Noginova, T. Weaver, E.P. Giannelis *et al.* // Phys. Rev. B – 2008. – V. 77. – P. 014403.
5. M. Fittipaldi, R. Mercatelli, S. Sottini *et al.* // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2016. – V. 18. – P. 3591.
6. B. Clerjaud // Phys. Stat. Sol. (b) – 1975. – V.72. – P. K33.

УДК 537.635

Температурная зависимость магнитной анизотропии тонкой пленки Bi:YIG

Панин М.И.

младший научный сотрудник РКЦ

аспирант МФТИ

Купчинская Н.Е.

младший научный сотрудник, МФТИ, РКЦ

Полулях С.Н.

д.ф.-м.н., заведующий кафедрой экспериментальной физики КФУ

Чернов А.И.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник - заведующий лабораторией, МФТИ, РКЦ

Аннотация. *Тонкие пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) активно используются в магнонике и фотонике для создания различных устройств благодаря их свойствам. Исследование температурной зависимости констант магнитной анизотропии данных материалов важно для создания гетероструктур. В данной работе мы предложили новый более эффективный метод вычисления констант магнитной анизотропии на основе ферромагнитного резонанса, исследовали температурную зависимость магнитных свойств тонкой пленки висмут-замещенного железо-иттриевого граната и определили константы анизотропии. При этом, для заданного состава было обнаружено, что константа одноосной анизотропии меняет знак в районе 120K, при этом смены типа анизотропии не происходит. Новый метод определения параметров магнитного материала позволяет с большей скоростью определять константы анизотропии и может быть полезен для характеризации пленок толщиной до нескольких нанометров.*

Ключевые слова: *ФМР, магнитная анизотропия, ЖИГ*

Temperature dependence of Bi:YIG thin film magnetic anisotropy

Panin M.I.

Junior Researcher, Russian Quantum Center

Kupchinskaya N.E.

Junior Researcher, Russian Quantum Center, Moscow Institute of Physics and Technology

Polulyakh S.N.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of Experimental Physics Department Crimean Federal University

Chernov A.I.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Principal Investigator, Russian Quantum Center, Moscow Institute of Physics and Technology

Annotation.
Thin films of yttrium iron garnet (YIG) are actively used in magnonics and photonics to create various devices due to their properties. The study of the temperature dependence of the magnetic anisotropy constants of these materials is important for the creation of heterostructures. In this paper, we proposed a new, more efficient method for calculating magnetic anisotropy constants based on ferromagnetic resonance, explored the temperature dependence of the magnetic properties of a thin film of bismuth-substituted iron garnet and calculated the anisotropy constants. For a given composition, it was found that the uniaxial anisotropy constant changes sign in the vicinity of 120K, while there is no change in the anisotropy type. A new method for determining the parameters of a magnetic material makes it possible to determine anisotropy constants at a higher speed and can be useful for characterizing films up to several nanometers thick.

Keywords: *FMR, magnetic anisotropy, YIG*

Тонкие пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) активно используются в магнонике для создания различных логических и запоминающих устройств, в фотонике для создания невзаимных элементов, таких как изоляторы и циркуляторы. исследуются эффекты близости со сверхпроводниками и двумерными материалами [1,2].

Монокристаллические пленки ЖИГ обычно выращиваются на парамагнитных подложках гадолиний-галлиевого граната и исследуются при комнатных температурах. Однако данные подложки обладают рядом недостатков. При криогенных температурах они усиливают затухание в пленках ЖИГ, что ухудшает перспективы для приложений [3]. Так же это ведет к необходимости вычитать вклад подложки при исследованиях пленок с помощью вибрационного магнитометра или магнитооптических методов, т.к. подложки толщиной порядка 500 мкм имеют значительный собственный магнитный момент. Особенно сильно парамагнетизм подложки может быть заметен при низких температурах и в тонких пленках.

Традиционные методы вычисления констант магнитной анизотропии с помощью ферромагнитного резонанса (ФМР) путем варьирования полярного или азимутального угла внешнего поля требуют непосредственного измерения намагниченности. Были продемонстрированы работы, в которых константы были измерены с помощью подстройки теоретической кривой f(H) под экспериментальную зависимость с т.н. мягкой модой. Такой метод позволяет избежать прямых измерений намагниченности, позволяет узнавать значения полярного и азимутального угла внешнего поля из аппроксимации но, несмотря на все преимущества, данный способ не является универсальным, т.к. не все образцы обладают “мягкой модой” [4].

Понимание температурной зависимости констант магнитной анизотропии является важной задачей, т.к. позволяет, используя условия минимизации свободной энергии, получать равновесные положения вектора намагниченности при заданных значениях внешнего поля. Соответственно появляется возможность предсказывать тип анизотропии и направление намагниченности в заданных условиях, что необходимо для создания гетероструктур или, например, проведения исследований спиновых волн.

В нашей работе мы модифицировали подход Макино и соавторов [5] для вычисления констант магнитной анизотропии, получив универсальный и быстрый метод для получения констант магнитной анизотропии (111) ориентированных пленок, который хорошо подходит для проведения температурных измерений. С помощью него мы охарактеризовали эпитаксиальную пленку $Y_{1.92}Bi_{1.0}Ca_{0.02}Pt_{0.03}Ga_{0.03}Fe_{1.91}Fe_{2.82}Ga_{0.27}O_{12}$ толщиной 2.1 мкм, выращенную на диамагнитной подложке из иттрий-скандий-галлиевого граната. Использование диамагнитной подложки позволяет расширить диапазон применения железо-иттриевых гранатов в область низких температур [6]. Были получены температурные зависимости g-фактора, констант магнитной анизотропии и значения $4\pi M_{eff}$,

характеризующего тип анизотропии. При помощи вибрационного магнитометра были получены гистерезисы и температурная зависимость намагниченности насыщения. Одноосная анизотропия меняет знак с отрицательного на положительный в районе 120K, при этом смены типа анизотропии не происходит. Температурная зависимость намагниченности насыщения описана с помощью теории молекулярного поля, константы кубической анизотропии с помощью одноионного приближения, модель, использованная для описания одноосной анизотропии, основана на теории П. Хансена для висмут-замещенных гранатов.

Список использованной литературы:

1. Yang Y., Liu T., Bi L., Deng L. Recent advances in development of magnetic garnet thin films for applications in spintronics and photonics //Journal of Alloys and Compounds. – 2021. – 860. – 158235.
2. Kravtsov V. et al. Valley polarization of trions in monolayer MoSe2 interfaced with bismuth iron garnet //2D Materials. – 2021. – Т. 9. – №. 1. – С. 015019.
3. Jermain C. L. et al. Increased low-temperature damping in yttrium iron garnet thin films //Physical Review B. – 2017. – 95. – №. 17. – 174411.
4. Lee S. et al. Ferromagnetic resonance of a YIG film in the low frequency regime //Journal of Applied Physics. – 2016. – 120. – №. 3.
5. Makino H., Hidaka Y. Determination of magnetic anisotropy constants for bubble garnet epitaxial films using field orientation dependence in ferromagnetic resonances //Materials Research Bulletin. – 1981. – 16. – №. 8. – 957-966.
6. Kupchinskaya N. E. et al. Magneto-optical epitaxial bismuth-substituted yttrium iron garnet thin films on a diamagnetic substrate for low temperature applications //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2024. – Т. 591. – С. 171623.

УДК 538

Низкополевые резонансы в нанотолщинных пленках пермаллоя

Вызулин С.А.

д. ф.-м. н., старший научный сотрудник, Краснодарское высшее военное училище

Аннотация. *Исследовано влияние ориентации поля намагничивания на магниторезонансные характеристики нанотолщинных пленок $Fe_{20}Ni_{80}$. Показано, что в таких структурах кроме моды однородного ферромагнитного резонанса могут наблюдаться низкополевые магнитные резонансы.*

Ключевые слова: *сверхвысокие частоты, ферромагнитный резонанс, пленки пермаллоя, поле намагничивания, гранулированная структура.*

Low-field resonances in nano-thick permalloy films

Vyzulin S.A.

Doctor of Physics and Mathematics Sc., senior researcher, Krasnodar Higher Military School

Annotation. *The influence of the orientation of the magnetization field on the magnetic resonance characteristics of nanothick $Fe_{20}Ni_{80}$films has been studied. It is shown that in such structures, in addition to the homogeneous ferromagnetic resonance mode, low-field magnetic resonances can be observed.*

Keywords: *ultrahigh frequencies, ferromagnetic resonance, permalloy films, magnetization field, granular structure*

Номенклатура искусственно синтезированных композиционных магнитоупорядоченных наноматериалов, в том числе и гранулированных нанокомпозитов стремительно увеличивается. Первостепенную роль в формировании магнитных свойств гранулированных нанокомпозитов играют эффекты взаимодействия между частицами и между частицами и матрицей. Величина взаимодействия сильно зависит от расстояний между частицами и их количества, т.е. от размеров, формы и объемной концентрации магнитных включений в немагнитной матрице. С уменьшением размеров магнитных наночастиц до некоторого определенного значения магнитные гранулы могут переходить из многодоменного состояния в однодоменное [1]. В малых, ненасыщающих полях в гранулированном нанокомпозите ориентация намагниченности в соседних гранулах будет различной, т.е. возможна реализация доменной магнитной структуры. Поскольку положение, размеры, форма магнитных частиц практически не зависят от воздействия внешнего магнитного поля и температуры, то проблемы воспроизводимости и устойчивости доменной структуры, существующие в объемных образцах, могут быть уменьшены либо практически полностью сняты. Можно предположить, что в гранулированных наноструктурах резонансное поглощение энергии электромагнитного поля будет не только в высоких полях (больших поля насыщения), но и в малых ненасыщающих полях. Исследования [2] подтвердили это предположение - в гранулированных пленочных наноструктурах типа $CoFeB+SiO_2$ и $CoFeZr+Al_2O_3$ в полях 5-70 Э наблюдались магнитные возбуждения.

Цель работы – изучить особенности проявления низкополевых магнитных резонансов в касательно намагниченных нанотолщинных пленках пермаллоя в зависимости от ориентации поля намагничивания в плоскости исследуемого образца.

1. Объект исследований

Исследованы однослойные пленочные структуры из $Fe_{20}Ni_{80}$. Метод синтеза - магнетронное распыление на постоянном токе. Мишень – $Fe_{20}Ni_{80}$ (изготовитель - фирма Lesker). Напыление осуществлялось в однородном планарном магнитном поле 200 Э (для создания наведенной одноосной магнитной анизотропии в плоскости). Подложка – кварцевое стекло в форме прямоугольного параллелепипеда размерами 12х12 мм^2 и толщиной 0,5 мм. Температура подложки при напылении – 200°С. Напыление осуществлялось в атмосфере аргона. Давление аргона при напылении – 1 mTorr. Мощность СВЧ излучения на мишени при напылении 400 Вт. Продолжительность напыления – от 3 до 200 с. При напылении в одном цикле сначала осаждался слой моноокиси кремния толщиной 200 Å, затем слой пермаллоя $Fe_{20}Ni_{80}$, а затем снова слой SiO толщиной 200А. Время напыления контролировалось. Исходя из скорости и времени напыления, оценивалась толщина магнитного слоя. Толщины магнитных слоев t в синтезированных структурах – от 15 до 1000 Å. Структуры синтезированы в Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН [3]. Интервал времени с момента синтеза образцов до их исследования не превышал 1,5 лет.

Из синтезированных структур были изготовлены образцы. Для этого сначала вдоль одной из граней исходной структуры (изготовитель ее помечал маркером) отрезалась полоска шириной порядка 2 мм, а затем - полоска шириной 3 мм. От полоски шириной 3 мм последовательно отрезались образцы с продольным размером 2, 4 и 5 мм. (Примерно 1 мм длины исходной структуры уходит на ширину двух резов). Исследованные образцы имели размеры 3х4 мм^2. (площадь поверхности S каждого из образцов измерялась и учитывалась в дальнейшем, при обработке экспериментальных результатов). Направление в плоскости образца, совпадающее с ребром длиной 3 мм, обозначим вектором $\boldsymbol{i}$. Условимся считать направление $\boldsymbol{i}$ выделенным направлением в образце.

2. Метод исследований

В работе использовался метод, основанный на изучении спектров ферромагнитного резонанса (ФМР). Измерения проводились резонаторным способом на ЭПР спектрометре "JEOL JES FA-300" на частоте 9.14 ГГц с применением обычной модуляционной техники при комнатной температуре. Регистрировалась первая производная сигнала поглощения. Записи спектров проводились при возрастающем во времени поле H. В спектрометре используется цилиндрический объемный резонатор с модой TE_{011}. В резонатор вставляется держатель, так что его ось вращения совпадает с ориентацией переменного магнитного поля $\boldsymbol{h}$ и ортогональна ориентации постоянного поля намагничивания $\boldsymbol{H}$. На держателе закрепляют исследуемый образец. Настройки спектрометра – центральное значение области сканирования магнитного поля H_s, диапазон сканирования магнитного поля ΔH_s, время сканирования T, глубина модуляции ΔH_m и частота переменной составляющей магнитного поля f_m, мощность зондирующего СВЧ сигнала P, в процессе проведения исследований контролировались.

Исследование магниторезонансных характеристик нанотолщинных пленок $Fe_{20}Ni_{80}$ выполнено для касательной ориентации поля намагничивания. Измерения выполнены для различных ориентаций магнитного поля $\boldsymbol{H}$ относительно оси $\boldsymbol{i}$. Ориентация поля $\boldsymbol{H}$ в плоскости образца характеризуется углом φ, отсчитываемым от оси $\boldsymbol{i}$. Интервал изменений φ от 0 до 360°, шаг изменения – 6°.

По спектрам определялись резонансное поле H_r, ширина линии поглощения ΔH и интенсивность первой производной сигнала поглощения J_0.

При измерениях контролировали мощность зондирующего сверхвысокочастотного сигнала P, коэффициент усиления входного тракта спектрометра K и глубину модуляции переменного магнитного поля ΔH_m. Для того, чтобы исключить влияние этих параметров на результаты измерений при обработке, интенсивность нормировали на коэффициент усиления, амплитуду модуляции магнитного поля, корень квадратный из мощности высокочастотного поля. Кроме того, измеренную интенсивность пересчитывали на единицу объема магнитной пленки. Соответствующий параметр обозначен ниже символом – J:

$$J = J_0 / (\Delta H_m KSt\sqrt{P}).$$

Исследования выполнялись на оборудовании научно-образовательного центра «Диагностика структуры и свойств наноматериалов» Кубанского государственного университета.

3. Экспериментальные результаты

Экспериментально установлено, что значения измеряемых характеристик магнитного спектра H_r, ΔH и J_0 зависят от величины устанавливаемых при выполнении эксперимента параметров спектрометра.

Для всех исследованных образцов характерным является следующее.

В спектре (см. рис.1) при касательном намагничивании пленки, наряду с линией

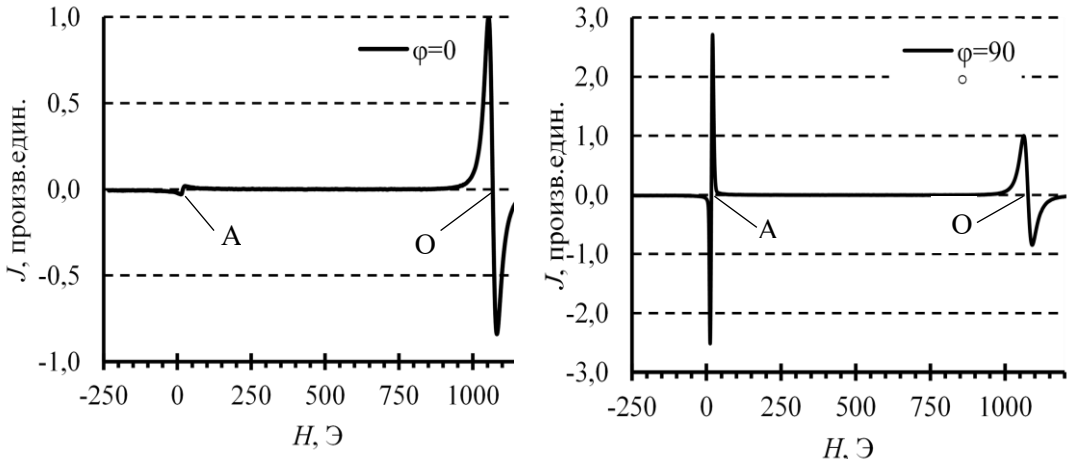


Рис. 1. Вид спектра при намагничивании в плоскости пленки при φ= 0 и 90°
Условия эксперимента: t=60 Å, H_s=500 Э, ΔH_s=±750 Э, T=30 с, P=1 мВт, ΔH_m=±2 Э, f=100 кГц.

поглощения, характерной для основной моды ФМР (на рисунке помечена маркером О) наблюдаются дополнительный низкополевой магнитный резонанс (помечен маркером А). Он регистрируется в области очень слабых магнитных полей – до 50–70 Э. Форма сигнала низкополевого резонанса является инвертированной по сравнению с формой основной моды ФМР. Аналогичного вида резонансы наблюдались ранее [4] в пленочных наносистемах -*CoFeB* + SiO_2, *CoFeZr* + Al_2O_3 и *CoFeZr* + Al_2O_3, при намагничивании в плоскости перпендикулярной плоскости образца.

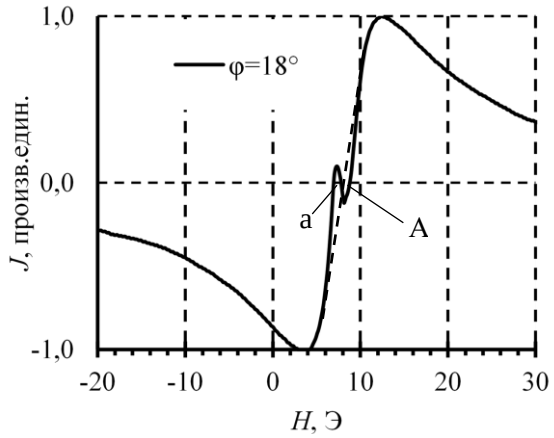


Рис. 2. Возможный модовый состав низкополевой части спектра.
Условия эксперимента: t=60 Å, H_s=0, ΔH_s=±250 Э, T=30 с, P=1 мВт, ΔH_m=±4 Э, f=100 кГц.

На рис. 1 резонансные кривые нормированы на максимальное значение J, регистрируемое для моды О в демонстрируемой ситуации.

Число дополнительных низкочастотных магнитных резонансов зависит от условий регистрации (периода и диапазона развертки поля намагничивания, мощности зондирующего сверхвысокочастотного поля, глубины модуляции магнитного поля и др.).

Меняя параметры выполнения эксперимента, нам удавалось наблюдать до трех низкополевых магнитных резонансов.

На рис.2. в качестве иллюстрации продемонстрирована ситуация, когда одновременно наблюдается два низкополевых резонанса (на рисунке мода А и а). (На рис. 2 резонансная

кривая нормирована на максимальное значение J, регистрируемое для моды А).

Новые линии поглощения наблюдаются на фоне низкополевой моды А, что существенно усложняет расшифровку спектра и снижает точность определения резонансного поля моды А. Величину резонансного поля определяли путем аппроксимации "неискаженной" резонансной кривой для моды А (пунктирная линия на рисунке). Новые резонансы имеют качественно такую же форму что и сигнал поглощения для основной моды ФМР. Ширина этих резонансов более чем на порядок уже , чем у моды А, а интенсивность зависит от ориентации поля намагничивания $\boldsymbol{H}$ по отношению к оси $\boldsymbol{i}$.

Получены экспериментальные угловые зависимости $H_r(\varphi)$, $\Delta H(\varphi)$ и $J(\varphi)$. Характерный вид зависимостей $H_r(\varphi)$ продемонстрирован на рис.3. Дискретность вариации угла φ была не более 6º. (Условия эксперимента: t=60 Å, H_s=500 Э, ΔH_s=±750 Э, T=30 с, P=1 мВт, ΔH_m=±2 Э, f=100 кГц). Для моды О используется дополнительная шкала по оси ординат расположенная справа на рис. 3.

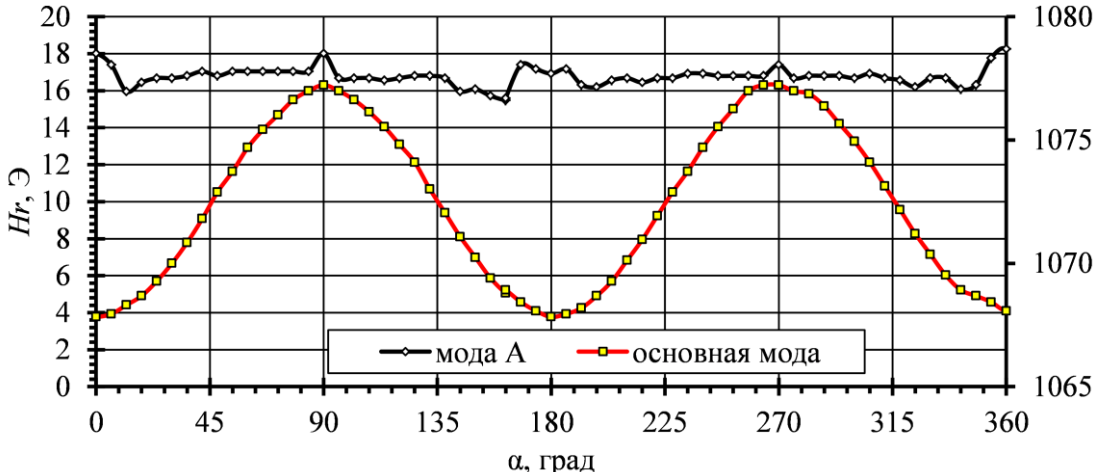


Рис. 3. Угловые зависимости $H_r(\varphi)$, $\Delta H(\varphi)$ и $J(\varphi)$

Заключение

В касательно намагничиваемых пленочных наноструктурах пермаллоя наряду с модой однородного ФМР резонанса могут наблюдаться низкополевые магнитные резонансы. Форма сигнала этих типов колебаний может быть как инвертированная по сравнению с формой основной моды ФМР, так и такая же как форма основной моды ФМР. Установлено, что значения измеряемых характеристик магнитного спектра H_r, ΔH и J_0 зависят от величины устанавливаемых при выполнении эксперимента параметров спектрометра - периода и диапазона развертки поля намагничивания, мощности зондирующего сверхвысокочастотного поля, глубины модуляции магнитного поля и др.

Список использованных источников:

1. Суздалев И.П., Суздалев П.И. Нанокластеры и нанокластерные системы. Организация, взаимодействие, свойства. // Успехи химии. 2001. Т. 70. С. 203–240.

2. Вызулин С.А. и др. Низкополевые магнитные резонансы в гранулированных наноструктурах // Труды всероссийской научной школы-семинара «Волны-2010», Звенигород, 2010. – С. 24-27.

3. Беляев Б.А. и др. Особенности поведения магнитных характеристик вблизи краев тонких пермаллоевых пленок // Известия ВУЗов. Физика. 2020, т. 63, № 1(745), С.17-23.

4. Вызулин С.А. и др. Низкополевые магнитные резонансы в гранулированных наноструктурах//Известия РАН. Серия физическая, 2010, том 74, № 12, С. 1721–1723.

УДК 537.632

Спин-волновой резонанс в монокристалле железо-галлиевого оксида

Яцык И.В.

к.ф.-м.н., с. н. с. лаборатории спиновая физика и спиновая химия, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Ерёмина Р.М.

д.ф.-м.н., доцент, в.н.с. лаборатории радиоспектроскопии диэлектриков, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Мошкина Е.М.

к.ф.-м.н., н. с. лаборатории радиоспектроскопии и спиновой электроники, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Попов Д.В.

аспирант института физики федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет», Казань, Россия

Шестаков А.В.

к.ф.-м.н., н. с. отдела низких температур и криогенной техники Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук»

Аннотация. *В спектрах электронного спинового резонанса для монокристалла $Fe_{1.1}Ga_{0.9}O_3$ обнаружено множество линий, которые можно отнести к проявлению спин-волнового резонанса. Для данного соединения из температурной зависимости намагниченности определена температура фазового перехода ферримагнетик-парамагнетик T_C = 288 K и из температурной зависимости спектров электронного спинового резонанса определена температура Кюри – Вейсса (θ_{CW} = 289 K).*

Ключевые слова: *Спин-волновой резонанс, электронный спиновый резонанс, ферримагнетик*

Spin-wave resonance in a single crystal of iron-gallium oxide

Yatsyk I. V.

Ph.D., senior researcher laboratories spin physics and spin chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Eremina R. M.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, assistant professor, leading Researcher Laboratory of Radiospectroscopy of Dielectrics, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Moshkina E. M.

Ph.D., researcher Laboratory of Radiospectroscopy and Spin Electronics, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Popov D. V.

graduate student, Institute of Physics of Kazan Federal University

Shestakov A. V.

Ph.D., researcher Department of Low Temperatures and Cryogenic Engineering, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *In the electronic spin resonance spectra of the $Fe_{1.1}Ga_{0.9}O_3$ single crystal, many lines were discovered that can be attributed to the manifestation of spin-wave resonance. For this compound, the ferrimagnet-paramagnetic phase transition temperature T_C = 288 K was determined from the temperature dependence of the magnetization, and the Curie–Weiss temperature (θ_{CW} = 289 K) was determined from the temperature dependence of the electron spin resonance spectra.*

Keywords: *Spin-wave resonance, electron spin resonance, ferrimagnet*

Оксиды переходных металлов, содержащие катионы Fe и Ga, обладают значительным потенциалом прикладного использования, разнообразными свойствами и широкой вариативностью кристаллических структур. Важной особенностью таких соединений в отношении вышеупомянутых катионов (Fe^{3+} и Ga^{3+}) является существование непрерывного ряда твердых растворов. Замещение магнитного катиона Fe^{3+} диамагнитным Ga^{3+} позволяет в определенной степени контролировать свойства соединений изменяя катионное соотношение [1-14].

Среди железных и галлиевых оксидов может быть выделена область фазовой диаграммы, захватывающая переход от фазы гематита α-Fe_2O_3 в фазу моноклинного β-Ga_2O_3 путем последовательного замещения $Fe^{3+}\rightarrow Ga^{3+}$. Однако данный переход осуществляется не напрямую, а через ромбическую фазу $Fe_{2-x}Ga_xO_3$. Такие соединения являются достаточно перспективными магнитоэлектрическими мультиферроиками [8-12, 14]. Магнитные и магнитоэлектрические свойства данных соединений в сильной степени зависят от концентрации x. Ромбическая фаза стабильна в диапазоне от x = 0.6 до x = 1.2 [9].

Целью данной работы является определение магнитных свойств монокристалла $Fe_{1.1}Ga_{0.9}O_3$.

Измерения спектров электронного спинового резонанса были проведены на спектрометре фирмы VarianE-12 X (9.4 ГГц)-диапазоне оборудованный резонатором ER 4131VT с азотным продувом и возможностью изменения температуры от 300 до 700 К. Угловые зависимости спектров были измерены на спектрометре Bruker ER 200 SRC (EMX/plus) на частоте 9.4 ГГц. Намагниченность измерялась на приборе PPMS-9 в диапазоне температур от 10 до 300 К в режимах охлаждения в нулевом поле (ZFC) и в режиме охлаждения в поле (FC).

Монокристалл $Fe_{1.1}Ga_{0.9}O_3$ имеет форму иголки так, что по длинной стороне направлена ось c кристалла, а соответственно перпендикулярно игле плоскость ab кристалла. На рисунке 1 представлен характерный спектр электронного спинового резонанса (ЭСР) при температуре 300 К, в котором видно множество линий. Данные линии сложно объяснить одним магнитным центром, однако, если построить зависимость положения линий, резонансное поле, от номера линии, то можно увидеть линейную зависимость (см. рис. 2). Такую зависимость можно наблюдать для спин-волнового резонанса [15].

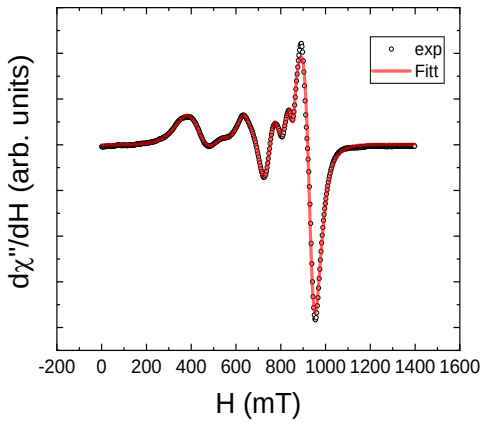


Рис. 1. Характерный спектр электронного спинового резонанса для $Fe_{1.1}Ga_{0.9}O_3$ при температуре 300 K. Открытые круги – экспериментальные данные, сплошная линия – аппроксимация

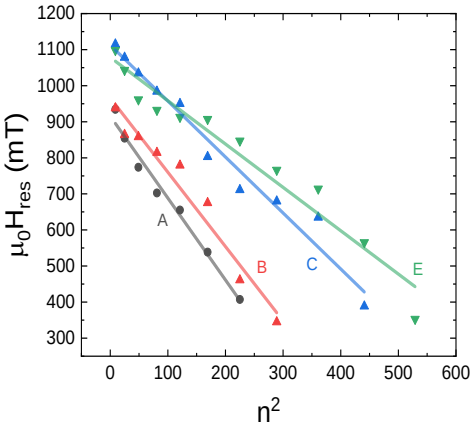


Рис. 2. Зависимость резонансного поля от номера резонансной линии. Различные символы относятся к разным образцам с различными геометрическими размерами, но с одним и тем же составом $Fe_{1.1}Ga_{0.9}O_3$

На рисунке 3 представлена температурная зависимость намагниченности при различных режимах измерения (FC при 100 Эр и при 50 Эр, ZFC). Данная зависимость не подчиняется закону Кюри-Вейса, только начиная с определённой температуры T_C=288 K описывается данным законом, что свидетельствует о фазовом переходе, а температура является температурой фазового перехода.

Температурная зависимость интегральной интенсивность ЭСР представлена на рисунке 4. Температурный диапазон в данном случае от 300 K до 480 K и видно (см. рис. 4), что образец находится в парамагнитном состоянии, зависимость подчиняется закону Кюри-Вейса (θ_{CW} = 289 K)

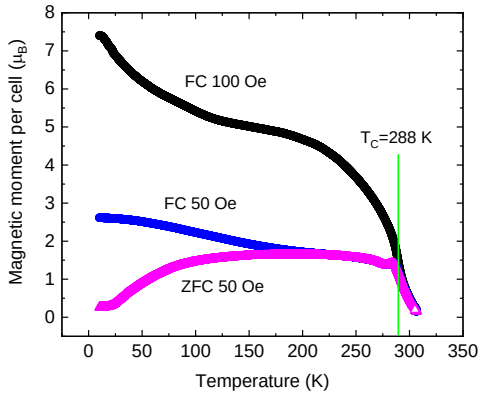


Рис. 3. Температурная зависимость намагниченности, зарегистрированная в разных режимах (FC и ZFC). Определена температура фазового перехода 288 K.

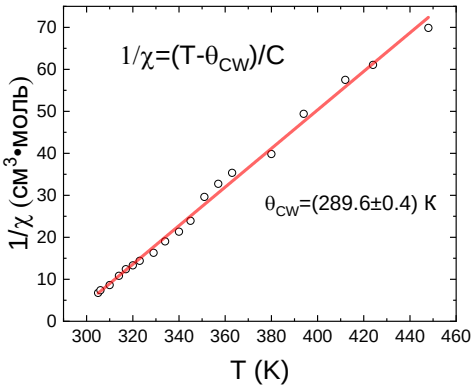


Рис. 4. Температурная зависимость обратной интегральной интенсивности спектра ЭСР. Круги – экспериментальные значения, сплошная линия – закон Кюри Вейса.

Работа авторов (Яцык И.В. и Еремина Р.М.) из Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского выполнена при финансовой поддержке в рамках темы государственного задания КФТИ-ОСП ФИЦ.

Список использованной литературы:

1. Ерёмина Р.М., Мошкина Е.М., Гаврилова Т.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 999–1002.
2. Курилова А.В., Соколов А.Э., Сухачёв А.Л. и др. // Изв. РАН. Сер. физ., 2022. Том 86, № 5. С. 726–729.
3. Тарасенко Т.Н., Михайлов В.И., Кравченко З.Ф. и др. // Изв. РАН. Сер. физ., 2020. Том 84, № 9. С. 1307–1309.
4. Абдрахманов В.Л., Завьялов Д.В., Конченков В.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ., 2020. Том 84, № 1. С. 61–66.
5. Салихов С.В., Толеуханова С.К., Бордюжин И.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ., 2019. Том 83, № 10. С. 1394–1401.
6. Калашникова А.М., Писарев Р.В., Безматерных Л.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ, 2005. Том 81, № 9. С. 568-573.
7. Troyanchuk I.O., Bushinsky M.V., Karpinsky D.V. et al // J. Magn. Magn. Mater. 2015. V. 394. P. 212-216.
8. Bezmaternykh L.N., Mashchenko V.G., Temerov V.L. // J. Cryst. Growth 1988. V. 87. P. 578-580.
9. Roy Amritendu, Mukherjee Somdutta, Gupta Rajeev et al // Ferroelectrics 2014. V. 473. P. 154–170.
10. Lefevre Christophe, Roulland Francois, Thomasson Alexandre et al // J. Phys. Chem. 2013. V. 117. V. 14832−14839.
11. Kaneko Y., Arima T., He J.P. et al // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 272–276. P. 555–556.
12. Arima T., Higashiyama D., Kaneko Y. et al // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 064426.
13. Bakr Mohamed M., Fuess H. // J. Magn. Magn. Mater. 2011. V. 323. P. 2090–2094.
14. Saha Rana, Shireen Ajmala, Shirodkar Sharmila N. et al // J. Solid State Chem. 2011. V. 184. P. 2353–2359.
15. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Москва: Наука, 1973. С. 593.

УДК 537.622: 537.635

Локальное зарядовое и магнитное окружение ^{51}V в дихалькогенидах Cr_xVSe_2 ($x \leq 0.5$) по данным ЯМР

Смольников А.Г.

к.ф.-м.н., стар. науч. сот. Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Оглобличев В.В.

к.ф.-м.н., вед. науч. сот. Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Пискунов Ю.В.

д.ф.-м.н., вед. науч. сот. Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Садыков А.Ф.

к.ф.-м.н., стар. науч. сот. Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Уткин Н.А.

студент, Физико-технологический институт УрФУ им. Б.Н. Ельцина

лаборант, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Кашникова М.Е.

студент, Физико-технологический институт УрФУ им. Б.Н. Ельцина

лаборант, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Акрамов Д.Ф.

аспирант, Институт естественных наук и математики УрФУ им. Б.Н. Ельцина,
инженер, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *В данной работе проведено ЯМР-исследование магнитных и структурных свойств дихалькогенида ванадия, интеркалированного хромом CrxVSe2 (x ≤ 0,5). По спектрам ЯМР ядер ^{51}V в исходном VSe_2 определен тензор градиента электрического поля (ГЭП) в месте расположения ядра зонда. Определены температурные изменения зарядового и магнитного окружений ядра ^{51}V в $CrxVSe_2$ (x ≤ 0,5) широкой области температур (20 – 300 К). При внедрении ионов хрома в структуру VSe_2 спектр ЯМР уширяется, тонкая структура исчезает, а сдвиг линии меняет свой знак относительно диамагнитной точки. Такие изменения в спектре свидетельствуют о появлении локальных как зарядовых, так и магнитных неоднородностей.*

Ключевые слова: *дихалькогенид, ядерный магнитный резонанс, интеркалация*

Local charge and magnetic environment of 51V in Cr_xVSe_2 dichalcogenides ($x \leq 0.5$) according to NMR data

Smolnikov A.G.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Ogloblichev V.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Piskunov Yu.V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Leading researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Sadykov A.F.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences., Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Utkin N.A.

student, B.N. Yeltsin UrFU Institute of Physics and Technology

laboratory assistant, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Kashnikova M.E.

Student, B.N. Yeltsin UrFU Institute of Physics and Technology

laboratory assistant, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Akramov D.F.

Postgraduate student, Institute of Natural Sciences and Mathematics of the B.N. Yeltsin UrFU

Engineer, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *In this work, an NMR study of the magnetic and structural properties of vanadium dichalcogenide intercalated with chromium CrxVSe2 ($x \leq 0.5$) was carried out. From the NMR spectra of ^{51}V nuclei in the initial VSe_2, the electric field gradient tensor (EFG) at the location of the probe nucleus was determined. Temperature changes in the charge and magnetic environment of the ^{51}V nucleus in Cr_xVSe_2 ($x \leq 0.5$) over a wide temperature range (20 – 300 K) have been determined. When chromium ions are introduced into the VSe_2 structure, the NMR spectrum broadens, the fine structure disappears, and the line shift changes its sign relative to the diamagnetic point. Such changes in the spectrum indicate the appearance of local both charge and magnetic inhomogeneities.*

Keywords: *dichalcogenide, nuclear magnetic resonance, intercalation*

В настоящее время слоистые дихалькогениды переходных элементов являются предметом многочисленных научных исследований в связи с разнообразием физических и физико-химических свойств материалов на основе этих соединений. Дихалькогениды имеют квазидвумерную кристаллическую структуру, что является следствием слабой Ван-дер-Ваальсовой связи между трехслойными блоками X – Me – X. Между блоками основной матрицы могут быть интеркалированы атомы различных элементов. При этом, физические свойства полученных таким путем материалов существенно отличаются от свойств исходных дихалькогенидов. На сегодняшний день имеется большое число экспериментальных работ, посвященных интеркалированным дихалькогенидам, однако, методами ЯМР данный класс соединений начал исследоваться сравнительно недавно [1]. Данные ЯМР имеют локальных характер, что особенно важно при исследовании соединений, физические свойства которых демонстрируют сильные изменения уже при малых концентрациях интеркалята.

Ядра ионов ванадия, входящих в состав интеркалированного дихальгенида Cr_xVSe_2 ($x \leq 0.5$), являются отличным ЯМР-зондом для исследования изменений его локального зарядового и магнитного окружений. Ядра ^{51}V обладают значительным спином ($^{51}I = 7/2$) и квадрупольным моментом ($e^{51}Q = -0.0515 \cdot 10^{-24}$ см^2), что позволяет исследовать локальные электрические и магнитные поля на их позициях в твердом теле.

На Рис 1. представлен спектр ЯМР ^{51}V, полученный на порошке исходного VSe_2. Спектр представляет собой симметричную линию с ярко выраженными максимумами на

частотах, соответствующих центральному и сателлитным переходам. Такая структура спектра обусловлена взаимодействием квадрупольного момента ядра с градиентом электрического поля (ГЭП), создаваемым в месте расположения ядер их зарядовым окружением. Значения квадрупольной частоты (ν_Q = 370 кГц) и параметра асимметрии (η = 0) определяют тензор ГЭП. Как видно из рисунка, экспериментальный спектр удовлетворительно описывается одной кривой, что свидетельствует об эквивалентности всех позиций ядер ванадия в структуре [2,3] и высокой стехиометрии образца. Следует отметить, что в структуре VSe_2 возможны процессы самоинтеркалации или выход ионов ванадия из регулярной решетки в «Ван-дер-Ваальсову щель» с образованием вакансий [4]. Обращает на себя внимание отрицательный сдвиг линии $^{51}K < 0$, что может свидетельствовать о наличии 3d электронов иона ванадия на уровне Ферми.

На вставке рис.1 представлена зависимость квадрупольной частоты от температуры. Из рисунка видно, что в температурном диапазоне от 300 К до 100 К происходи незначительный рост ν_Q, что, по-видимому, связано с уменьшением как тепловых флуктуаций атомов, так и межатомного расстояния. Вместе с тем, как видно из температурной зависимости магнитной восприимчивости для VSe_2 (рис. 1b) в области T ~ 110 К наблюдается резкий спад намагниченности, что связано с формированием волны зарядовой плотности [5]. Аппроксимация низкотемпературной части данных χ(T) позволяет выявить зависимость χ_0.

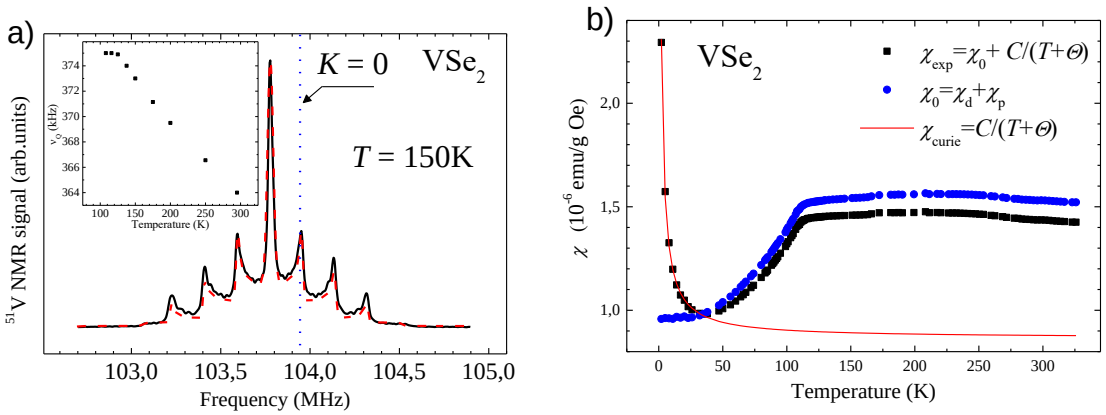


Рис. 1. a) Спектр ЯМР ^{51}V в поликристаллических образцах VSe_2 в магнитном поле H_0 = 9,27 Тл при температуре T = 150 K и результат их моделирования b) Температурная зависимость магнитной восприимчивости VSe_2 и аппроксимация низкотемпературной части данных.

При внедрении ионов хрома в структуру VSe_2 тонкая структура спектра исчезает, линия уширяется, а средний сдвиг увеличивается (Рис. 2a). Такие изменения в спектре свидетельствуют о появлении локальных неоднородностей, как зарядовых, так и магнитных, возникающих из-за интеркаляции ионов хрома. Появление магнитных неоднородностей связано со спиновым магнетизмом ионов Cr в структуре Cr_xVSe_2 (x < 0,5). На это указывает и совместный анализ данных магнитной восприимчивости χ(T) и сдвигов ^{51}K(T) для Cr_xVSe_2 (x < 0,5) (Рис. 2b). Поведение сдвига во многом повторяет поведение магнитной восприимчивости, в том числе и ниже критической температуры, что позволяет сделать вывод об отсутствии в исследуемых соединениях дальнего магнитного порядка. Ниже критической температуры формируется состояние типа спинового или кластерного стекла. Отсутствие дальнего магнитного порядка в соединениях Cr_xVSe_2 отличается от поведения ряда других подобных систем, интеркалированных хромом, в частности, таких как Cr_xTiSe_2, в которой, при x > 0,33 реализуется антиферромагнитный порядок, а в соединениях $Cr_{0,33}NbSe_2$ и $Cr_{0,65}TiTe_2$ наблюдается ферромагнитное упорядочение магнитных моментов хрома [6-8].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00220).

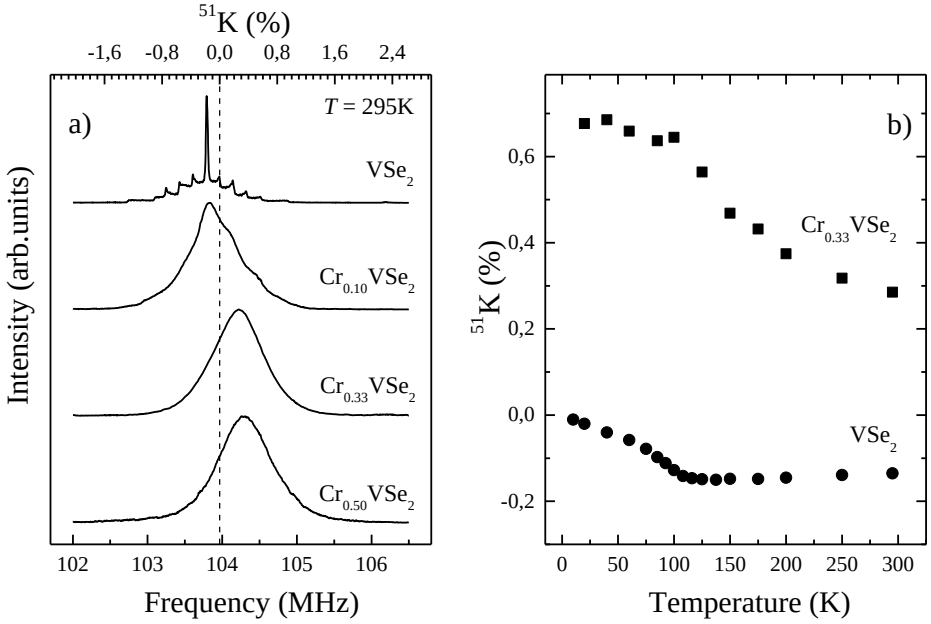


Рис. 2. Спектр ЯМР ^{51}V в поликристаллических образцах CrxVSe2 (x < 0,5) в магнитном поле H_0 = 9,27 Тл при температуре T = 293 K b) Температурная зависимость магнитных сдвигов $^{51}K(T)$ в образцах Cr_xVSe_2 (x = 0, 0.33).

Список использованной литературы:

1. Ogloblichev V.V., Baranov N.V., Agzamova P. A. et. al. // Phys. Rev. B **104**, 245115
2. Tsuda T., Kitaoka Y., Yasuoka H. // Physica 105B, 414 (1981).
3. Skripov A.V., Stepanov A.P., Shevchenko A.D., Kovalyuk Z.D. // Phys. stat. sol. (b) 119, 401 (1983).
4. Di Salvo F.J., Waszczak J.V. // Physical review B.−1981.−V. 23. – 2.−P. 457-461.
5. Thompson A.H., Silbernagel B.G. // Physical Review B. – 1979. – 19. – P. 3420-3426
6. Hu W.Z., Wang G.T. // Physical review B 78, 085120 (2008).
7. Inoue M., Hughes H.P., Yoffe A.D. // Adv. Phys. 38, 565 (1989).
8. Pleschov V.G. et.al. // J. Alloys Compd. 320, 13 (2001).

УДК 527.635

^{11}B ЯМР-исследование кобальтового людвигита Co_3BO_5

Кашникова М. Е.

студент, Физико-технологический институт УрФУ им. Б.Н. Ельцина

лаборант, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Уткин Н.А.

студент, Физико-технологический институт УрФУ им. Б.Н. Ельцина

лаборант, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Смольников А.Г.

к.ф.-м. н., стар. науч. сот., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Пискунов Ю.В.

к.ф.-м. н., вед. науч. сот., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Садыков А.Ф.

к.ф.-м. н., стар. науч. сот., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Казак Н.В.

д.ф.-м. н., стар. науч. сот., Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Впервые методами ядерного магнитного резонанса (ЯМР) выполнено исследование порошков оксибората кобальта Co_3BO_5 в широкой области температур (85 – 295 K) во внешнем магнитном поле H_0 = 9.27 Тл. Определены параметры тензора градиента электрического поля (ГЭП) и магнитного сдвига линии ЯМР на позициях ядра-зонда ^{11}B. Выделены орбитальный $^{11}K_0$ и спиновый $^{11}K_s$ вклады в сдвиг. Из температурных зависимостей сдвига и магнитной восприимчивости в Co_3BO_5 была определена константа сверхтонкого взаимодействия (СТВ) иона B^{3+} с ближайшим магнитным окружением.*

Ключевые слова: *ядерный магнитный резонанс, людвигит, бор, сверхтонкое поле.*

^{11}B NMR study of the cobalt ludwigite Co_3BO_5

Kashnikova M. E.

student, Institute of Physics and Technology,
Ural Federal University named after the first President of Russia B.N. Yeltsin

laboratory assistant,
M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Utkin N. A.

student, Institute of Physics and Technology,
Ural Federal University named after the first President of Russia B.N. Yeltsin

laboratory assistant,
M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Smolnikov A.G.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Piskunov Yu.V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Leading researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Sadykov A.F.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences., Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Kazak N.V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Senior Researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *For the first time cobalt oxyborate powders Co_3BO_5 were studied using nuclear magnetic resonance (NMR) methods in a wide temperature range (85 – 295 K) in an external magnetic field H_0 = 9.27 T. The parameters of the electric field gradient tensor (EFG-tensor) and the magnetic shift of the NMR line at the positions of the ^{11}B nuclei probe were determined. The contributions of orbit $^{11}K_0$ and spin $^{11}K_s$ to the shift are distinguished. Based on the temperature dependences of the shift and magnetic susceptibility of Co_3BO_5, the constant of the hyperfine (HF) interaction of the B^{3+} ion with the nearest magnetic environment was determined.*

Keywords: *nuclear magnetic resonance, ludwigite, boron, hyperfine field.*

Магнетики со структурой людвигита интенсивно исследуются последнее время из-за наличия множества необычных примеров дальнего и ближнего магнитного порядка [1, 2]. Несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ, посвящённых данным структурам, резонансными методами они исследованы недостаточно хорошо. В частности, в литературе нами не было найдено данных ЯМР на ядрах бора (^{11}B и ^{10}B) оксибората Co_3BO_5. Вместе с тем, ядра иона бора являются чувствительным ЯМР-зондом. Изотоп ^{11}B имеет значительное природное содержание (80,1 %), спин (^{11}I = 3/2), квадрупольный момент ($e^{11}Q$ = 4,059 фм^2), что позволяет исследовать его локальное зарядовое и магнитное окружения.

Разнообразие магнитных состояний в людвигитах обусловлено конкуренцией обменных взаимодействий и спиновой фрустрацией. В таких системах важную роль может играть и сравнительно небольшое супер-обменное взаимодействие с участием ионов бора в цепочках *Me* – O – B – O – *Me*. Выявить такие взаимодействия можно с использованием данных ЯМР ^{11}B. Ионы бора в структуре Co_3BO_5 имеют лишь одну кристаллографическую позицию, а ионы кобальта четыре (рис.1). При этом, в зависимости от позиций в кристалле ионы кобальта могут иметь валентность от +2 до +3, а также, различные спиновые состояния [2,3].

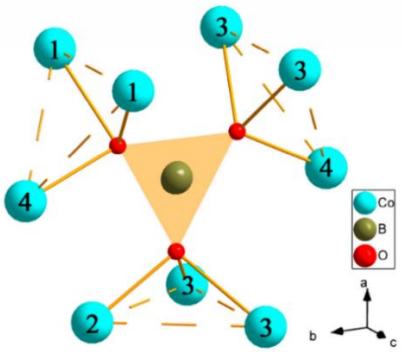


Рис. 1. Фрагмент кристаллической структуры Co_3BO_5. Цифрами обозначены различные позиции ионов кобальта.

Монокристаллы оксибората кобальта синтезированы методом спонтанной кристаллизации из раствора расплава [4]. Подробная информация о методе приготовления и аттестации образцов представлены в работе [5]. В измерениях использовался порошок измельченных монокристаллов. ЯМР-спектры ^{11}B были получены в широком диапазоне температур (от 85 K до 295 K) выше температуры магнитного фазового перехода.

Спектры регистрировались методом спинового эха ($\tau - t_{del} - \tau - t_{del} - echo$) на импульсном спектрометре SXP 4100 фирмы «Bruker», оснащенном сверхпроводящим соленоидом фирмы «Oxford» с магнитным полем $H_0 = 9{,}27$ Тл. Регистрация спектров осуществлялась путем накопления сигналов в широком диапазоне частот с последующим суммированием Фурье-массивов.

Полученные спектры ЯМР на ядрах ^{11}B (Рис. 2a) не являются типичными спектрами для поликристаллических образцов. Форма линии ЯМР на ядрах ^{11}B характерна для спектров ЯМР для монокристаллов. Это можно объяснить преимущественной ориентацией кристаллитов Co_3BO_5, свободно находящихся в ампуле, в сильном внешнем магнитном полеH_0. Кристаллиты ориентируются так, что легкая ось намагничивания направлена вдоль силовых линий магнитного поля. Все спектры ^{11}B в температурном диапазоне выше точки фазового перехода удовлетворительно обрабатываются одной квадрупольно расщепленной линией со значением $\nu_Q = 0{,}61(1)$ МГц со сдвигом линии относительно диамагнитной точки ^{11}K = – 0.089(1) %. Наличие одной линии в спектре указывает на эквивалентное состояние всех ионов бора в исследуемом соединении. Следует отметить, что полученные из аппроксимации данных значения относятся лишь к случаю приложения внешнего магнитного поля H_0 вдоль легкой оси намагничивания, совпадающей с осью b кристалла.

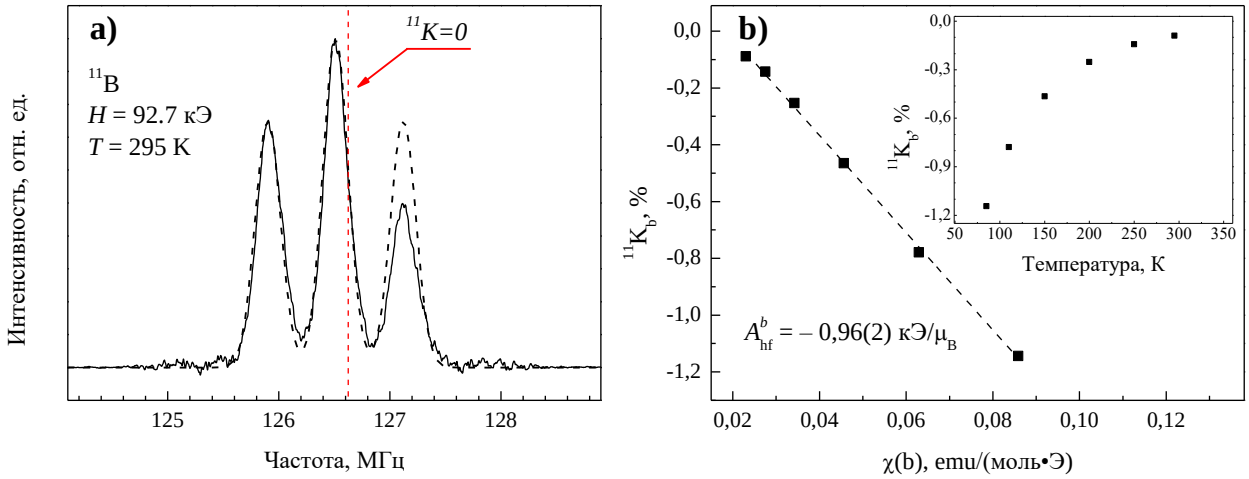


Рис. 2 a) Спектр ЯМР ^{11}B (сплошная линия). Штриховая линия представляет собой результат аппроксимации данных; b) Зависимость $^{11}K(\chi)$ с температурой в качестве скрытого параметра, аппроксимированная прямой. На вставке представлена температурная зависимость сдвига.

Зависимость сдвига линии ЯМР от температуры в парамагнитной фазе удовлетворительно описывается законом Кюри-Вейса и повторяет поведение магнитной восприимчивости по направлению оси кристалла b. Пропорциональность сдвигов и магнитной восприимчивости подтверждается линейной зависимостью $K - \chi$ (Рис. 2b). В общем случае магнитный сдвиг линии ЯМР может быть представлен в виде сумме зависимой и независимой от температуры частей: $K^{\alpha}(T) = K_0^{\alpha} + K_s^{\alpha}(T)$. В свою очередь однородная магнитная восприимчивость также может быть представлена в виде суммы двух слагаемых: спиновой восприимчивости, зависящей от температуры по закону Кюри-Вейса, и независящей от температуры составляющей. Зависящий от температуры спиновый вклад $K_s^{\alpha}(T)$ пропорционален спиновой восприимчивости $\chi_s(T)$ и определяется константой сверхтонкого взаимодействия (СТВ) A_{hf}^{α}: $K^{\alpha}(T) = K_0^{\alpha} + \frac{A_{hf}^{\alpha}}{N_A \mu_B}\chi_s(T) = K_0^{\alpha} + \frac{A_{hf}^{\alpha}}{N_A \mu_B}(\chi(T) - \chi_0)$, где N_A –

постоянная Авогадро, μ_B – магнетон Бора. Из аппроксимации зависимости $K^{\alpha}(\chi)$ прямой линией можно оценить константу СТВ: $A_{hf}^{b} = -0.96(2)$ кЭ/μ_B.

Полученное значение константы СТВ A_{hf}^{b} можно представить в виде суммой двух вкладов $A_{hf}^{b} = A_e + A_{dip}^{b}$. Первый ($A_e$) определяется спиновой поляризацией собственных электронов иона, второй, дипольным полем (A_{dip}^{b}), наведённым от ближайшего магнитного окружения иона. Дипольный вклад зависит от особенностей пространственного расположения, величины и направления магнитных моментов относительно ядра-зонда в структуре магнетика и может быть оценен путем численно расчета ($A_{dip}^{b} = -0.1$ кЭ/μ_B). Расчет для структуры оксибората кобальта был выполнен с использованием данных о величине магнитных моментов ионов Co^{2+} и Co^{3+} полученных методом нейтронной дифракции: 3.6 μ_B (Co1), 3.1 μ_B (Co2), 3.8 μ_B (Co3), 0.5 μ_B для иона Co^{3+} (Co4) [6].

Полученное значение A_{dip}^{b} примерно на порядок отличается от полученного в эксперименте значения A_{hf}^{b}, что указывает на наличие спиновой поляризации электронных орбиталей иона B^{3+} ($A_e \neq 0$). Спиновая поляризация орбиталей иона B^{3+} может возникает в результате их участия в супер-обменном взаимодействии между магнитными ионами Co.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Функция», номер госрегистрации 122021000035-6)

Список использованных источников:

1. Князев Ю. В. и др. Магнитные свойства монокристаллов $Co_2^{2+}Co_{1-x}^{3+}Fe_x^{3+}BO_5$ (x = 0.10) со структурой людвигита // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2017. – Т. 151. – №. 4. – С. 730-735.
2. Иванова Н. Б. и др. Влияние диамагнитного разбавления на магнитное упорядочение и электрическую проводимость в людвигите $Co_3O_2BO_3$: Ga // Физика твердого тела. – 2012. – Т. 54. – №. 11. – С. 2080-2088.
3. Knyazev Y. V. et al. Effect of magnetic frustrations on magnetism of the Fe_3BO_5 and Co_3BO_5 ludwigites //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – Т. 474. – С. 493-500.
4. Н.Б. Иванова, Н.В. Казак, Ю.В. Князев, Д.А. Великанов, Л.Н. Безматерных, С.Г. Овчинников, А.Д. Васильев, М.С. Платунов, J. Bartolome, Г.С. Патрин. Кристаллическая структура и магнитная анизотропия в людвигите $Co_2FeO_2BO_3$. ЖЭТФ 140, 1160 (2011).
5. Иванова Н. Б. и др. Магнитные и электрические свойства оксибората Co_3BO_5 //Физика твердого тела. – 2007. – Т. 49. – №. 4. – С. 651-653.
6. Freitas D.C., Medrano C.P.C., Sanchez D.R., Nünez Regueiro M., Rodr´ıguez-Velamaz´an J.A., Continentino M.A. Magnetism and charge order in the ladder compound $Co_3O_2BO_3$ // Phys. Rev. B – 2016. – V. 94. – P. 174409.

УДК 537.622: 537.635

^{93}Nb ЯМР-исследование дихалькогенидов, интеркалированных хромом Cr_xNbSe_2 (x = 0.33, 0.5)

Уткин Н.А.

студент, Физико-технологический институт УрФУ им. Б.Н. Ельцина
лаборант, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Кашникова М.Е.

студент, Физико-технологический институт УрФУ им. Б.Н. Ельцина

лаборант, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Смольников А.Г.

к.ф.-м. н., стар. науч. сот., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Оглобличев В.В.

к.ф.-м. н., вед. науч. сот., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Пискунов Ю.В.

к.ф.-м. н., вед. науч. сот., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Садыков А.Ф.

к.ф.-м. н., стар. науч. сот., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Акрамов Д.Ф.

аспирант, Институт естественных наук и математики УрФУ им. Б.Н. Ельцина
инженер, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Методами ядерного магнитного резонанса (ЯМР) выполнено исследование порошков дихалькогенида ниобия, интеркалированного ионами хрома. В качестве ЯМР-зондов выступили ядра* ^{93}Nb*. На основе анализа спектров было обнаружено наличие трех магнито-неэквивалентных позиций ниобия, в ближайшем окружении которых находятся* 0, 1 *и* 2 *иона хрома соответственно. Для каждой из неэквивалентных позиций Nb в* Cr_xNbSe_2 *(*x = 0.33, 0.5*) определены значения компонент тензоров магнитного сдвига и градиента электрического поля (ГЭП). Из температурных зависимостей сдвига и восприимчивости в* $Cr_{0.5}NbSe_2$ *сделана оценка наведенных сверхтонких полей.*

Ключевые слова: *дихалькогенид, ядерный магнитный резонанс, ниобий, сверхтонкое поле*

^{93}Nb NMR study of chromium intercalated dichalcogenides Cr_xNbSe_2 (x = 0.33, 0.5)

Utkin N.A.

student, B.N. Yeltsin UrFU Institute of Physics and Technology

laboratory assistant, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Kashnikova M.E.

Student, B.N. Yeltsin UrFU Institute of Physics and Technology

laboratory assistant, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Smolnikov A.G.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Ogloblichev V.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Piskunov Yu.V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Leading researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Sadykov A.F.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences., Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Akramov D.F.

Postgraduate student, Institute of Natural Sciences and Mathematics of the B.N. Yeltsin UrFU

Engineer, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *The study of niobium dichalcogenide powders intercalated with chromium ions was performed using nuclear magnetic resonance (NMR) methods.* ^{93}*Nb nuclei were used as NMR probes. Based on the analysis of the spectra, the presence of three magnetically nonequivalent niobium positions was found, in the immediate environment of which there are 0, 1 and 2 chromium ions, respectively. For each of the nonequivalent Nb positions in* Cr_xNbSe_2 *(x = 0.33, 0.5), the values of the components of the magnetic shift tensors and the electric field gradient (EFG) are determined. From the temperature dependences of the shift and susceptibility in* $Cr_{0.5}NbSe_2$*, an estimate of these induced hyperfine fields is made.*

Keywords: *dichalcogenide, nuclear magnetic resonance, niobium, hyperfine field*

В работе представлены результаты ЯМР-исследования ^{93}Nb порошков дихалькогенида ниобия, интеркалированных ионами хрома Cr_xNbSe_2 (x = 0.33, 0.5). В недавних работах [1,2] было обнаружено, что интеркаляция атомов 3d металла (M) между отдельными трехслойными блоками Nb–X–Nb в 2H-NbS_2 и 2H-$NbSe_2$ не только подавляет сверхпроводимость, но и генерирует различные магнитные состояния в M_xNbX_2 в зависимости от типа и концентрации интеркалированных атомов M. Таким образом, открываются широкие возможности существенного влияния на свойства дихалькогенидов.

Ядра ^{93}Nb обладают высоким квадрупольным моментом eQ = $-0.28\cdot10^{-24}$ см^2, значительным спином I = 9/2 и гиромагнитным отношением $\gamma_n/2\pi$ = 1.042 МГц/кЭ, что позволяет использовать их в качестве ЯМР-зонда при исследовании изменений локального магнитного и зарядового окружения в твердом теле. Все представленные в этой работе данные были получены в температурной области парамагнитного состояния исследуемых соединений. Подробная информация о методе приготовления и аттестации образцов представлена в работе [3].

На рис.1 представлены ЯМР-спектры ^{93}Nb зарегистрированные при комнатной температуре во внешнем магнитном поле H_0 = 11.7 Тл. Полученные спектры, могут быть удовлетворительно обработаны в предположении наличия трех линий с особенностями на частотах, соответствующих центральному (m = -1/2 ↔ +1/2) и сателлитным переходам (m = ±3/2 ↔ ± 1/2), (m = ±5/2 ↔ ± 3/2), (m = ±7/2 ↔ ± 5/2) и (m = ±9/2 ↔ ± 7/2).

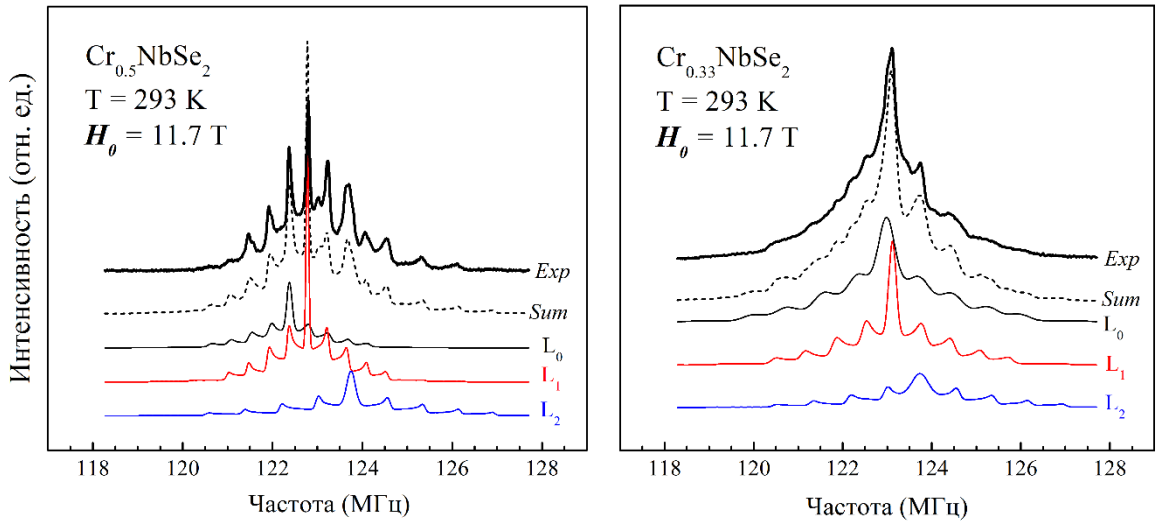


Рис. 1. Спектры ЯМР ядер ^{93}Nb в поликристаллических образцах Cr_xNbSe_2 ($x = 0.33, 0.5$) в магнитном поле $H_0 = 11.7$ Тл при температуре $T = 293$ K и результат моделирования экспериментальных спектров набором из трех подспектров (L_0, L_1, L_2). Спектр Sum является суммой подспектров L_0, L_1, L_2.

Каждой из линий соответствует свой набор параметров аппроксимации, представленных в таблице 1. При обработке для каждой лини определены параметры тензора ГЭП (квадрупольная частота ν_Q, параметр асимметрии $\eta = 0$), сдвиги ^{93}K относительно диамагнитной точки, а также, относительная интенсивность *In*.

Таблица 1. Параметры линий используемых для аппроксимации спектров ЯМР ^{93}Nb (рис.1)

	$Cr_{0.33}NbSe_2$			$Cr_{0.5}NbSe_2$		
	L_0	L_1	L_2	L_0	L_1	L_2
^{93}K (%)	0.626	0.731	1.241	0.116	0.444	1.247
ν_Q (МГц)	1.57	1.34	1.63	0.89	0.90	1.60
In (%)	50	33	17	24	49	27

Каждая из линий в спектре обусловлена различиями в локальном магнитном и зарядовом окружении ядер ^{93}Nb в структуре образцов. Линии можно идентифицировать следующим образом: L_0, L_1 и L_2 соответствуют ядрам ионов Nb(0), Nb(1) и Nb(2), в ближайшем окружении которых либо отсутствуют ионы хрома, Nb(0), либо имеются один (Nb(1)) или два (Nb(2)) иона хрома (рис. 2). Относительные интенсивности близки к значениям ожидаемом при статистически равномерном распределении ионов Cr в слоях между блоками Se-Nb-Se.

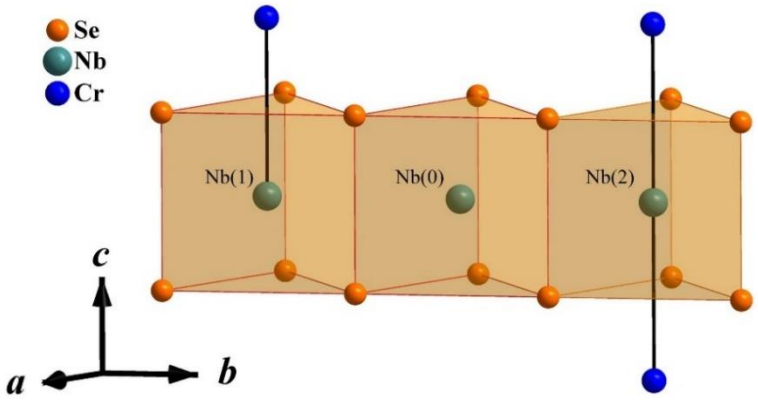


Рис. 2. Фрагмент кристаллической структуры Cr_xNbSe_2.

В парамагнитной области магнитные сдвиги повторяют поведение восприимчивости и удовлетворительно описываются законом Кюри-Вейсса. Пропорциональность сдвигов и магнитной восприимчивости подтверждается линейной зависимостью $K - \chi$ со скрытым параметром – температурой (рис. 3). Такое поведение сдвигов может быть связано со спиновой магнитной восприимчивостью ионов хрома, расположенных вблизи ядер ниобия.

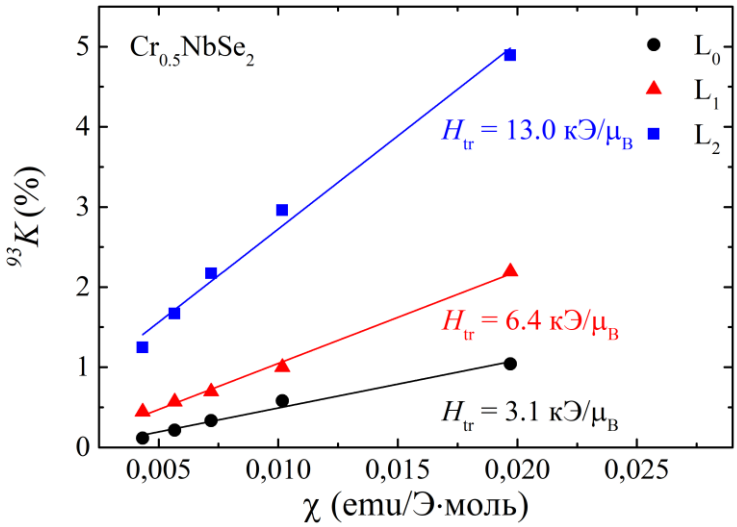


Рис. 3. Зависимости K(χ) с температурой в качестве скрытого параметра, аппроксимированные прямыми линиями.

По наклону прямых в K – χ диаграммах можно определить сверхтонкое поле, возникающие на ядрах иона Nb из-за переноса спиновой поляризации от ближайших ионов Cr. Таким образом, данные ЯМР ^{93}Nb свидетельствуют о наличие ненулевого положительного наведенного от 3d электронов Cr СТП. Это поле может возникать в результате перекрытия 4d, 5s оболочек ионов ниобия и 3d орбиталей иона хрома. Из температурных зависимостей сдвига и восприимчивости в $Cr_{0.5}NbSe_2$ сделана оценка этих наведенных на ядра Nb(0), Nb(1) и Nb(2) сверхтонких полей. Результат этой оценки представлен на рис.3.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00220).

Список использованной литературы:

1. Y. Cao, Z. Huang, Y. Yin, et. al., Mater. Today Adv. 7, 100080 (2020).
2. N. M. Toporova, E. M. Sherokalova, N. V. Selezneva, et. al., J. Alloys Compd. 848, 156534 (2020).
3. Toporova N.M., Sherokalova E.M., Selezneva N.V., Ogloblichev V.V., Baranov N.V. Crystal structure, properties and griffiths-like phase in niobium diselenide intercalated with chromium // Journal of Alloys and Compounds. 2020. V. 848. 156534 (11 pp.).

УДК 538.9

Структурный анализ высокоэнтропийных сплавов TiHfZrNb методом ЯМР

Гермов А.Ю.

к.ф.-м.н., с.н.с, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Упоров С.А.

к.ф.-м.н., с.н.с, Институт металлургии УрО РАН

Аннотация. *Для определения локальных искажений, возможных структурных дефектов и неоднородностей структуры высокоэнтропийных сплавов TiHfZrNb проведена регистрация спектров ЯМР на ядрах ^{93}Nb, ^{91}Zr, $^{47,49}Ti$ при комнатной температуре. Сравнительный анализ квадрупольного расщепления спектров показывает, что ближнее окружение ядер-зондов каждого сорта не отличается. Проведены измерения ЯМР ^{93}Nb для образцов спустя 9 месяцев после синтеза и после отжига.*

Ключевые слова: *ЯМР, высокоэнтропийные сплавы, TiHfZrNb*

NMR structural analysis of high-entropy TiHfZrNb alloys

Germov A.Yu.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior researcher,
M.N. Mikheev lnstitute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Uporov S.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior researcher,
Institute of Metallurgy of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *Local distortions, possible structural defects and structural inhomogeneities of high-entropy TiHfZrNb alloys we determined using the ^{93}Nb, ^{91}Zr, $^{47,49}Ti$ NMR spectroscopy at room temperature. A comparative analysis of quadrupole splitting of spectra shows the nearest environment does not differ. The ^{93}Nb NMR measurements were carried out for samples 9 months after synthesis and after annealing.*

Keywords: *NMR, high-entropy alloys, TiHfZrNb*

Высокоэнтропийные сплавы представляют собой материалы без доминирующего элемента, чаще эквиатомного состава, и имеющие множество потенциальных применений. Эти многокомпонентные сплавы обладают рядом преимуществ, таких как высокая прочность, коррозионная стойкость и высокотемпературная стабильность, что делает их пригодными для использования в агрессивных внешних условиях и в биомедицинской области [1]. Однако имеется проблема возникновения структурного упорядочения, которая может сказываться на их механических и физических свойствах [2,3]. Долгосрочная стабильность сплавов в связи с их возможным применением также представляет интерес.

В работе [4] с помощью рентгеноструктурного анализа и *ab initio* расчетов по парциальным радиальным функциям распределения было показано равномерное распределение компонентов сплава в решетке. Эти результаты относятся к поверхности

образца, исходя из ограничения метода, которая может отличаться от внутреннего объема.

Указанная проблема, связанная со структурными особенностями, может быть решена путем исследования локальной структуры на атомном уровне методами ЯМР спектроскопии для анализа возможного наличия кластеризации или выявления наноскопических фаз [5].

Для этого была проведена регистрация спектров ЯМР на ядрах ^{93}Nb, ^{91}Zr, ^{47,49}Ti при комнатной температуре в поле H_0 = 11.747 Т и проанализированы спектры на предмет структурных искажений ближайшего окружения. Сплавы представляют собой пластинки (10 мм х 5 мм) толщиной около 150 мкм и имеют ОЦК структуру [4]. Для такой структуры квадрупольное расщепление спектров ЯМР должно отсутствовать, поэтому в случае большого количества локальных искажений или кластеризации атомов одного сорта в спектре должны возникнуть квадрупольные саттелиты. Для части образцов проведен отжиг при 400 °C и проведено сравнение спектров ^{93}Nb.

На всех полученных спектрах из-за кубического окружения спектральные линии не разрешены, но за счёт разного сорта атомов окружения, вызывающего асимметрию зарядового распределения, наблюдается небольшое квадрупольное расщепление спектра <0.1 MHz. Для сравнения результатов это значение для разных ядер-зондов нормировано с учетом спина и квадрупольного момента ядра. Приведённые относительные значения квадрупольных частот для каждой из пар ядер-зондов не отличаются от теоретически оцененных в пределах погрешности, что говорит об отсутствии кластеризации. Отсутствие ярко выраженных сателлитных линий или дополнительных компонент с другим сдвигом, а также симметричность спектральных линий говорят о высокой степени однородности и однофазности образца. Временная стабильность подтверждается совпадением спектров ЯМР ^{93}Nb, зарегистрированных с разницей в 9 месяцев.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Функция», Г.р.№ 122021000035-6).

Список использованных источников:

1. Pham Tran Hung et al., Materials Characterization 168 (2020) 110550.
2. Xiaoyuan Yuan et al., Journal of Materials Science & Technology 152 (2023) 135–147.
3. Wu Y et al., Front. Mater. 7 (2020) 589052.
4. R.E. Ryltsev et al., Materialia 21 (2022) 101311.
5. M. Wencka et al., Physical Review B 105 (2022) 174208.

УДК 537.6

Сравнительная характеристика микроволнового поведения керамических и полимерных композитных материалов на основе ферритов со структурой шпинели

Ткаченя А.Л.

студент магистратуры, НИТУ «МИСиС»

Щерба К.А.

студент магистратуры, НИТУ «МИСиС»

Морченко А.Т.

к.ф.-м.н., доцент кафедры ТМЭ НИТУ «МИСиС»

Аннотация. *Изучение магнитных свойств композитных магнитных материалов играет важную роль в разработке стабильных высокочастотных устройств. На магнитные и электромагнитные характеристики таких материалов кроме свойств и концентрации магнитной фазы большое влияние оказывают размер частиц и пористость материала. В данной работе предложен метод изготовления керамического композитного материала, проводится сравнение спектров комплексной магнитной проницаемости керамических и полимерных композитных материалов.*

Ключевые слова: *композитные магнитные материалы, пористые керамики, магнитные и микроволновые свойства.*

Comparative characteristics of microwave behavior of ceramic and polymer composite materials based on ferrites with spinel structure

Tkachenya A.L.

Master student, National University of Science and Technology «MISiS»

Shcherba K.A.

Master student, National University of Science and Technology «MISiS»

Morchenko A.T.

PhD, associate professor, National University of Science and Technology «MISiS»

Annotation. *The study of the magnetic properties of composite magnetic materials plays an important role in the development of stable high-frequency devices. In addition to the properties and concentration of the magnetic phase, the magnetic and electromagnetic characteristics of such materials are greatly influenced by the particle size and porosity of the material. In this paper, a method for manufacturing ceramic composite material is proposed, and the spectra of complex magnetic permeability of ceramic and polymer composite materials are compared.*

Keywords: *composite magnetic materials, porous ceramics, magnetic and microwave properties.*

В настоящее время магнитные композиционные материалы (КМ) на основе ферритов со структурой шпинели занимают важное место в радиоэлектронных устройствах высокочастотного (ВЧ) диапазона, таких как дроссели или материалы для обеспечения

электромагнитной совместимости [1]. Наибольший интерес представляют исследования зависимости комплексной магнитной проницаемости от концентрации ферримагнитной фазы и повышение её значений на высоких частотах. Однако в соответствии с законом Сноука с ростом частоты ферромагнитного резонанса, который чаще всего является наиболее высокочастотным резонансом в магнитной системе, статическая магнитная проницаемость уменьшается, что затрудняет решение проблемы расширения рабочей полосы частот по величине магнитной проницаемости [2]. Увеличение резонансной частоты возможно путем использования плоских частиц или тонкопленочных слоев взамен вытянутых эллипсоидальных частиц, что в ряде случаев представляет определенные технологические трудности. После синтеза частиц необходимой формы или роста пленки нужной толщины, магнитная фаза вводится в диэлектрическую матрицу, образуя полимерную матричную композицию или многослойную структуру, разделенную диэлектрическими прослойками.

В работе предложен метод изготовления альтернативного керамического композитного материала, позволяющий получать после отжига феррита общедоступной марки готовый материал, обладающего более высокими ВЧ магнитными характеристиками, чем образцы, изготовленные по стандартной полимерной композиционной технологии. Для получения керамических КМ шихта смешивалась с алюмохромфосфатным связующим и высушивалась в сушильном шкафу. После сушки и формовки заготовки помещались в высокотемпературную печь для проведения твердофазного синтеза. Для сравнения ВЧ магнитных свойств образцов, полученных двумя способами, были также изготовлены полимерные композитные материалы путем смешивания ферритового порошка той же марки и эпоксидной смолы с последующим отверждением при комнатной температуре.

Для изучения фазового состава и микроструктуры керамических композитов их образцы после твердофазного синтеза были исследованы методами рентгеновской дифракции и электронной микроскопии, для определения среднего размера пор и химического состава композита был проведен энергодисперсионный анализ. Магнитные характеристики изучались с помощью вибрационной магнитометрии. Комплексная магнитная проницаемость исследовалась в коаксиальной ячейке на векторном анализаторе цепей в диапазоне 1 МГц-1 ГГц.

Для проведения моделирования путем разложения спектров мнимой части магнитной проницаемости на составляющие, соответствующие пикам резонанса доменных границ и ферромагнитного резонанса, порошки феррита были исследованы методом лазерной дифракции, позволяющей оценить исходный средний размер зерен. На рис. 1 приведены спектры комплексной магнитной проницаемости двух образцов, имеющих одинаковую плотность (2,8 г/см^3 и 2,82 г/см^3), но изготовленных по разным технологиям.

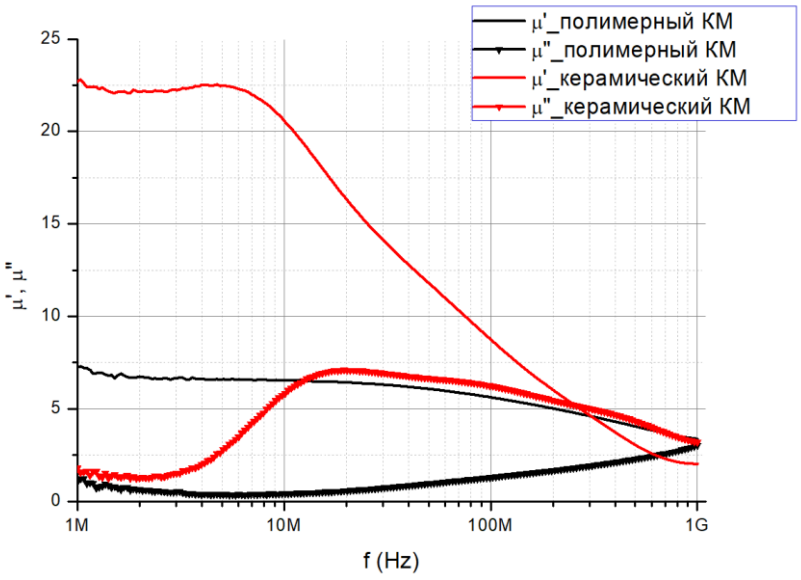


Рисунок 1 – Сравнение комплексных проницаемостей КМ, приготовленных по двум технологиям

Было обнаружено, что на спектрах мнимой части магнитной проницаемости положение и высота высокочастотных пиков зависят от температуры сушки керамических КМ, что может быть связано с изменением размера пор в объеме материала. Благодаря удобству регулирования размера пор от температуры сушки, результаты исследований разработанных керамических композитов дают возможность выявить закономерности влияния размера пор на положение и форму пиков мнимой части магнитной проницаемости и провести моделирование микроволнового поведения таких материалов. Использование предложенного метода изготовления керамических КМ позволило увеличить ВЧ магнитную проницаемость образцов более чем в три раза по сравнению с полимерными КМ при сохранении схожего значения плотности, что может найти применение в материалах, используемых для обеспечения электромагнитной совместимости.

Список использованных источников:

1. Розанов К. Н. Частотно-зависимые магнитные и диэлектрические свойства композитных материалов для широкополосных СВЧ применений //Дис.… докт. физ.-мат. наук. М.: ИТПЭ РАН. – 2018.
2. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука. – 1973.

УДК 537.633

Влияние локальных искажений на магнитный резонанс в ионах гольмия в замещенных магнитоэлектрических лангаситах

Кузьменко А.М.
к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ИОФ РАН

Иванов В.Ю.
к.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник ИОФ РАН

Тихановский А.Ю.
младший научный сотрудник ИОФ РАН

Пименов А.Г.
Доктор естественных наук, декан Факультета физики Венского технического университета

Мухин А.А.
к.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник ИОФ РАН

Аннотация. *Методом квазиоптической терагерцовой спектроскопии проведено исследование спинового резонанса в ионах Ho^{3+} в легированном редкоземельном лангасите $(Ho_xLa_{(1-x)})_3Ga_5SiO_{14}$ ($x \sim 0.01 – 0.05$) при низких температурах до 1.8 К в магнитных полях до 7 Т. Обнаружены резонансные линии, связанные с переходами между состояниями основного квазидублета иона Ho^{3+} расщепленного кристаллическим и внешним магнитным полем.*

Линии оказались сильно неоднородно уширены, что свидетельствует о наличии искажений локального кристаллического поля, приводящих к распределению параметров отдельных ионов, модель которого представлена в данной работе. Моделирование спектров пропуская и сдвига фазы прошедшего излучения позволило установить характер влияния локальных искажений на основное состояние Ho^{3+}.

Ключевые слова: *терагерцовая спектроскопия, электронный спиновый резонанс, изинговский магнетик, редкоземельные лангаситы*

Effects of local distortions on magnetic resonance in holmium ions in substituted magnetoelectric langasites

Kuzmenko A.M.
Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, GPI – Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences
Ivanov V.Yu.
Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, GPI – Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences
Tikhanovskii A.Yu.
Junior Researcher, GPI – Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences
Pimenov A.
Dr. rer. nat., dean of the Faculty of Physics, Vienna University of Technology
Mukhin A.A.
Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, GPI – Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *Using quasi-optical terahertz spectroscopy, a study of spin resonance in Ho^{3+} ions in doped rare-earth langasite $(Ho_xLa_{(1-x)})_3Ga_5SiO_{14}$ ($x \sim 0.01 – 0.05$) was carried out at low temperatures up to 1.8 K in magnetic fields up to 7 T. Resonance lines associated with transitions between the states of the ground quasi-doublet of the Ho^{3+} ion split by the crystal and external magnetic fields have been discovered. The lines are strongly inhomogeneously broadened, which indicates the presence of distortions of the local crystal field, leading to the distribution of parameters of individual ions, the model of which is presented in this work. Modeling the transmission spectra and the phase shift of transmitted radiation made it possible to establish the nature of the influence of local distortions on the ground state of Ho^{3+}.*
Keywords: *terahertz spectroscopy, electron spin resonance, Ising-like magnetic, rare-earth langasites*

Кристаллы с нецентросимметричной тригональной структурой лангасита $La_3Ga_5SiO_{14}$, в которых производится замещение немагнитного иона La на магнитные редкоземельные ионы, в частности Ho^{3+}, представляют интерес благодаря возможности проектирования новых материалов, обладающих сильными магнитоэлектрическими свойствами [1, 2]. Однако наличие в кристаллической структуре позиций, которые заполняются с равной вероятностью ионами Ga и Si, приводит к наличию локальных структурных искажений, которые приводят к нарушению локальной симметрии редкоземельного иона [2].

Для исследования основного состояния ионов Ho^{3+} в $(Ho_xLa_{1-x})_3Ga_5SiO_{14}$ ($x \approx 0.015$ и 0.045) проведены квазиоптические спектроскопические исследования спектров пропускания и сдвига фаза прошедшего излучения во внешнем магнитном поле до 7 Т. При данных концентрациях резонансные моды оказались слишком слабыми для наблюдения в спектрах с разверткой по частоте, поэтому было применено сканирование по магнитному полю на

фиксированной частоте (Рис. 1) при помощи спектрометра с перестраиваемыми источниками излучения на основе ламп обратной волны (ЛОВ).

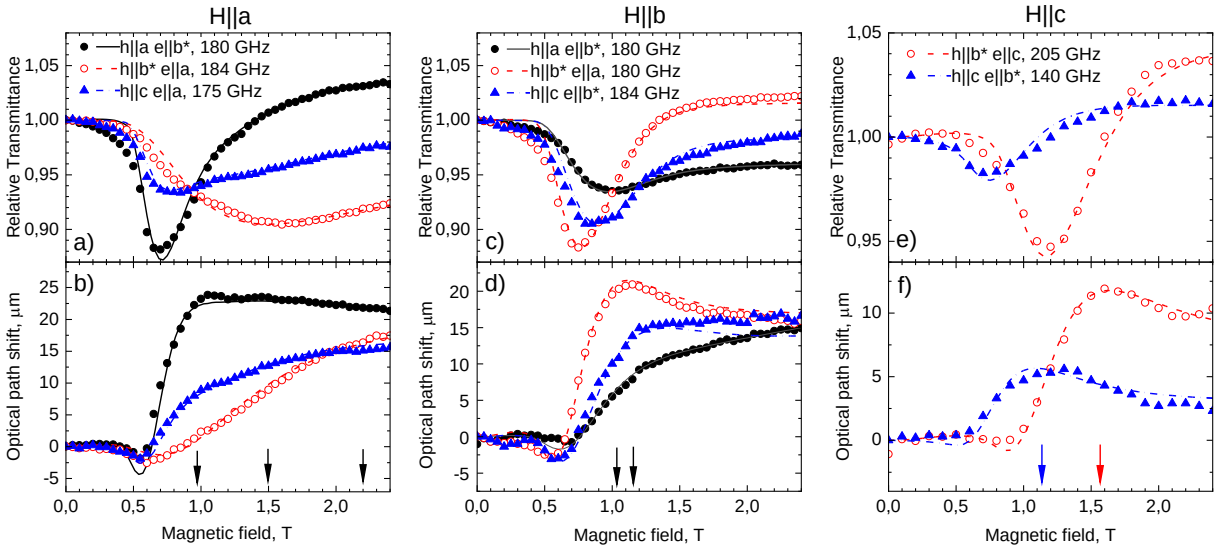


Рис. 1. Примеры зависимостей от магнитного поля относительного пропускания (a, c, e) и сдвига оптической разности хода (b, d, f). Ориентации внешнего магнитного поля H||a (a, b), H||b (c, d) и H||c (e, f) при температуре T = 1.8 K. Указаны поляризации и частоты излучения. Точки – эксперимент, кривые – теория. Стрелками показаны положения резонансных полей, соответствующие наиболее вероятным значениям частот* $\overline{\nu_q}(H)$ *(см. Рис. 2).*

На рисунке 1 приведены примеры полевых зависимостей относительного пропускания и изменения оптической разности хода, которое отражает изменение сдвига фазы излучения, прошедшего через образец. Картина наблюдаемых резонансных линий оказалась достаточно сложной. Линии явно уширены даже при низких температурах (1.8 К), что свидетельствует о распределении локальных искажений кристаллического поля вблизи редкоземельных ионов Но, которое приводит распределению направлений локальной оси намагничивания (изинговской оси), что учитывалось при моделировании намагниченности в работе [1]. Картина линий сильно зависит как от ориентации внешнего магнитного поля H, так и поляризации излучения (магнитной компоненты переменного магнитного поля h).

Моделирование спектров пропускания и сдвига фазы выполнено с использованием формул Френеля для плоскопараллельного слоя с учетом дисперсии магнитной μ* проницаемостей вблизи наблюдаемых резонансных линий в виде гармонических осцилляторов:

$$\mu^*(\nu) = \mu'(\nu) + i\mu''(\nu) = 1 + \sum_k \Delta\mu_k \frac{\nu_k^2}{\nu_k^2 - \nu^2 + i\nu_k\gamma_k}, \quad (1)$$

где ν_k – резонансные частоты, $\Delta\mu_k$ – вклады в магнитную и проницаемость, γ_k – параметры затухания, определяющие ширины линий.

Локализованные уширенные резонансные линии, наблюдаемые при низких температурах в полевых зависимостях пропускания и сдвига фазы (Рис. 1), идентифицированы как магнитодипольные переходы между состояниями основного квазидублета, который имеет небольшое расщепление Δ_{cf}^kв локальном кристаллическом поле, и расщепляется внешним магнитным полем $\boldsymbol{H}$. Энергии состояний квазидублета в магнитном поле $\pm\varepsilon_k$.

$$\varepsilon_k = \sqrt{(\boldsymbol{m}_k\boldsymbol{H})^2 + \left(\Delta_{cf}^k\right)^2}, \quad (2)$$

где $\boldsymbol{m}_k$ – вектор магнитного момента, направленный вдоль изинговской оси, определяемой для конкретного иона локальным кристаллическим полем. Частота соответствующего электронного перехода $\nu_k = \varepsilon_k/(2\pi\hbar)$, $\hbar$ – постоянная Планка. Выражения для вклада основного квазидублета Ho^{3+} в магнитную проницаемость получены путем решения уравнений движения

для средних значений матриц Паули основного квазидублета с применением метода неравновесного статистического оператора.

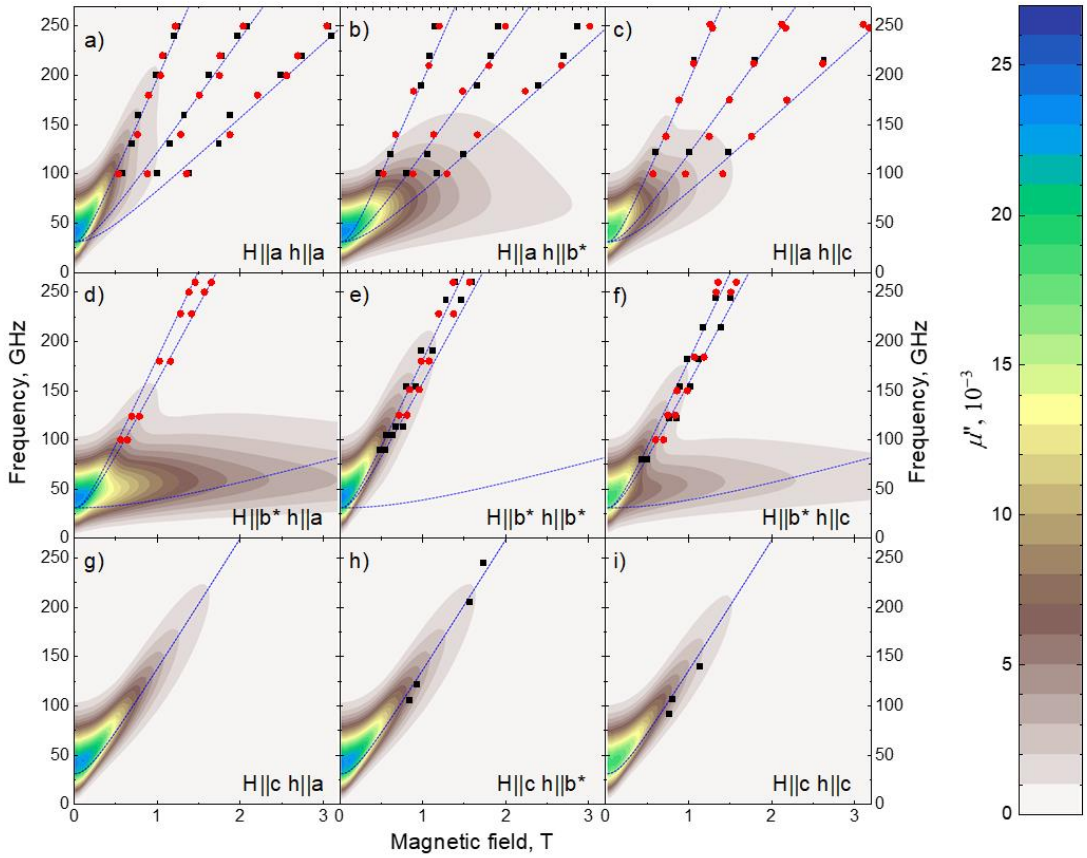


Рис. 2. Теоретическая зависимость вклада наблюдаемого резонансного поглощения в мнимую часть магнитной проницаемости от частоты излучения и внешнего магнитного поля μ"(ν, H). Указаны ориентации постоянного внешнего магнитного поля H и переменного магнитного поля h излучения. Линии – зависимости наиболее вероятного значения частоты от магнитного поля $\overline{\nu_q}(H)$ для разных групп q. Точки – значения $\overline{\nu_q}(H)$, полученные при моделировании конкретных спектров пропускания (кружки – образцы с концентрацией x = 0.015, квадраты – x = 0.045).

Редкоземельные ионы в кристаллической решетке лангасита обладают локальной симметрией C_2. В таком кристаллическом поле локальная изинговская ось может быть направлена только вдоль локальной оси второго порядка a либо в b^*c плоскости. Однако, сильные искажения кристаллического поля вблизи редкоземельных ионов нарушают локальную симметрию, что может приводить к произвольному отклонению оси намагничивания. Будем описывать направления изинговских осей двумя углами α – задает отклонение от исходного высокосимметричного положения, совпадающего с a-осью к c-оси, β – угол последующего поворота вокруг a-оси. Случайные искажения описываем двумерным распределением Гаусса вблизи наиболее вероятных положения $\overline{\alpha}$ и $\overline{\beta}$. Для восстановления C_2 симметрии позиции редкой земли выделяем ионы, наиболее вероятное направление изинговских осей которых соответствует углам $\overline{\alpha}$, $\overline{\beta}$-π, то есть повороту на 120° вокруг a-оси. Кроме того, в кристалле необходимо учесть наличие еще двух позиций, связанных с рассмотренными поворотом ±120° вокруг c-оси для обеспечения глобальной C_3 симметрии кристалла. Таким образом, получаем 6 групп ионов Ho^{3+} q = 1±, 2±, 3±, с разными значениями средних направлений изинговских осей. Для каждой группы распределение направлений аппроксимировалось двумерным распределением Гаусса. К этой модели было добавлено распределение величины расщепления в кристаллическом поле Δ_{cf}, к которому чувствительна форма резонансного поглощения в низких полях, когда влияние распределения изинговских направлений мало. Для Δ_{cf} использовано асимметричное распределение Райса, поскольку

дисперсия оказалась близка к значению положения максимума функции плотности вероятности распределения. Однако, асимметричная форма линии и дополнительное уширение, потребовали также учета распределения величины магнитного момента m изинговского редкоземельного иона. Примеры описания относительного пропускания и изменения оптической разности хода (отражающего сдвиг фазы) прошедшего излучения приведены на Рис. 1. В каждой зависимость учтен собой суммарный вклад от разных позиций q с учетом распределений параметров.

На Рисунке 2 показаны полученные в результате моделирования зависимости суммарного вклада наблюдаемых мод в мнимую часть комплексной магнитной проницаемости от величины магнитного поля и частоты сканирования $\mu''(\nu, H)$ в виде цветовых карт. Вклад в магнитную проницаемость μ'' определяет интенсивность и форму резонансного поглощения. Линии на Рис. 2 показывают наиболее вероятные значения частот (определяемых (3)) в зависимости от магнитного поля для каждой из позиций $\overline{\nu_q}(H)$ для разных групп q. Все 6 позиций дают, благодаря симметрии, максимум три различных частоты $\overline{\nu_q}(H)$ в поле, направленном вдоль одной из кристаллографических осей. Зависимости $\mu''(\nu, H)$ (Рис. 2) наглядно демонстрируют причину отсутствия в спектрах линий от разных кристаллографических позиций, большие дисперсии распределений приводят к уширению и перекрытию линий. Минимумы пропускания (см. Рис. 1) лежат ниже положений резонансных полей, соответствующих наиболее вероятным значениям частот $\overline{\nu_q}(H)$, поскольку в широком распределении осцилляторы с большей частотой имеют большую добротность. Таким образом, максимум вклада в магнитную проницаемость смещается к большим частотам (меньшим резонансным полям). Особенность изинговского характера иона Ho проявляется в возможность возбуждения резонанса переменным магнитным полем в направлении постоянного внешнего магнитного поля. Параметры моделирования оказались близки по величине к параметрам, использованным для моделирования статических магнитных свойств [1, 2].

Работа поддержана грантом РНФ № 22-42-05004.

Список использованной литературы:

1. Weymann L. et al. Unusual magnetoelectric effect in paramagnetic rare-earth langasite // NPJ Quantum Mater. 2020. Vol. 5, № 1. P. 61.
2. Тихановский А.Ю. Влияние локальных нарушений симметрии на магнитоэлектрические свойства $(La_{0,985}Ho_{0,015})_3Ga_5SiO_{14}$ // Тезисы докладов Школы-конференции молодых ученых «Прохоровские недели». 2023. Vol. 1.

УДК 538.22:539.28

О распределении сверхтонких полей и поляризации электронов проводимости в некоторых сплавах Гейслера

Суриков В.В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры общей физики и физики конденсированного состояния МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет

Аннотация. *Сплавы Гейслера второе столетие интенсивно изучаются многими методами. Особый интерес проявляется к поиску сплавов со 100% поляризацией электронов проводимости, что может привести к созданию материалов с уникальными физическими свойствами. В работе с помощью метода ядерного спинового эха, который отличается высокой разрешающей способностью, исследуются различные влияния на распределение сверхтонких полей на ядрах сплавов, что позволяет высказать некоторые предположения по проведению обобщающих комплексных экспериментальных и теоретических работ.*

Ключевые слова: *сплавы Гейслера, ядерное спиновое эхо, поляризация электронов проводимости*

On the distribution of hyperfine fields and polarization of conduction electrons in some Heusler alloys

Surikov V. V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of General Physics and Condensed Matter Physics, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics

Annotation. *Heusler alloys have been intensively studied by many methods for the second century. Particular interest is shown in the search for alloys with 100% polarization of conduction electrons, which can lead to the creation of materials with unique physical properties. In this work, using the nuclear spin echo method, which is characterized by high resolution, various effects on the distribution of ultrathin fields on alloy cores are investigated, which allows us to make some assumptions on the generalization of complex experimental and theoretical work.*

Keywords: *Heusler alloys, nuclear spin echo, polarization of conduction electrons*

Интерес к сплавам Гейслера достиг такого уровня, что создает объективные трудности для исследователей: за последние 5 лет опубликовано более 15000 работ. Однако работ с помощью прецизионного метода ядерного спинового эха крайне мало – значительно менее одного процента. Да и другими методами даже в перспективных сплавах Гейслера систематического изучения изменения различных свойств в зависимости от их состава ранее не проводилось, что отмечено в диссертации Семянниковой А.А. «Электронные и магнитные свойства сплавов Гейслера на основе кобальта» (ноябрь 2023г., Институт физики металлов имени М.Н. Михеева).

В работе [1] показано, что для некоторых сплавов Гейслера Co_2MnSn, Co_2MnAl, Co_2MnGa и Co_2FeSi поляризация по спину составила 60 %. Особый интерес представляет сплав Co_2MnSi, в котором поляризация достигла 93% [2]. Измерения проводились в ферромагнитных тонких пленках методом ультрафиолетовой фотоэмиссионной спектроскопии. Относительная погрешность спиновой поляризации определена в 12%. Важный вопрос: а есть ли какая-либо возможность повысить степень поляризации до предсказанной величины в 100%? Ведь именно вблизи такой поляризации возможны самые

разные и рекордные физические характеристиками. За 10 прошедших лет с момента публикации работы [2] прогресса не наблюдается.

Нами было проведено много измерений распределения сверхтонких полей методом ядерного спинового эха в сплавах Гейслера как вблизи стехиометрического состава Co_2MnSi, так и при различных замещениях, например, при замещении кремния на алюминий. В литературе есть сообщение о высокой поляризации при замещении кремния на олово: в сплаве Co_2MnSn поляризация зафиксирована на уровне 76% [3].

Образцы готовились особенно тщательно. Порошки исходных компонент повышенной чистоты перемешивались, прессовались и плавились в аргоновой атмосфере как в индукционной печи, так и в дуговой. Были и образцы, сплавленные из навесок без предварительного прессования в дуговой печи. Применялись отжиги в откачанных кварцевых ампулах при 800^0C различной длительности в пределах трех недель. Состав образцов контролировался с помощью химического анализа.

В системе $Co_2MnAl_{1-x}Si_x$ при увеличении концентрации кремния наблюдается четкое сужение линий спектров, причем как на ядрах марганца, так и на ядрах кобальта. Наблюдаемые сигналы сателлитных линий, интенсивность которых на несколько порядков меньше главной линии, свидетельствуют о высокой степени упорядочения данных сплавов и существовании небольшого избытка (менее 1 ат.%) марганца, что для образца Co_2MnSi подтверждается результатами химического анализа.

Соответствующие измерения проводились и в системе с замещением кремния на галлий $Co_2MnGa_{1-x}Si_x$. Обобщая все наблюдаемые влияния на спектры ядерного спинового эха можно предложить для эффективного поиска сплава со 100% поляризацией электронов проводимости обширное комплексное исследование многими экспериментальными методами большой серии сплавов с ничтожно малыми шагами концентраций всех компонент сплавов. Но зато нахождение сплава с рекордной поляризацией может открыть ряд рекордных свойств материала.

Список использованной литературы:

1. Takahashi Y.K. Heusler alloy. Spin polarization in Heusler alloy films – Springer International Publishing Switzerland, 2016. – 486 p.
2. Jourdan M., Minar J., Braun J. et al, Direct observation of half-metallicity in the Heusler compound Co_2MnSi // Nat. Commun. – 2014. – Vol. 5. – P. 3974.
3. Singh M., Saini H.S., Thakur J., Kashyap M.K. Enhancement of spin polarization via Fermi level tuning in $Co_2MnSn_{1-x}Sb_x$ (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1) Heusler alloys // AIP Conf. Proc. – 2014. – Vol. 1591. – P. 1606.

УДК 537.635

Естественный ферромагнитный резонанс в порошках феррита кобальта на частоте 8,9 ГГц

Столяр С.В.

д. ф.-м. н., начальник МНЦИЭСО ФИЦ КНЦ СО РАН

Ли О.А.

к. т. н., доцент кафедры физики ИИФиРЭ СФУ,
инженер МНЦИЭСО ФИЦ КНЦ СО РАН

Баюков О.А.

д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник лаборатории резонансных свойств магнитоупорядоченных веществ ИФ СО РАН

Николаева Е.Д.

к. б. н., научный сотрудник МНЦИЭСО ФИЦ КНЦ СО РАН

Воротынов А.М.

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник Лаборатории резонансных свойств магнитоупорядоченных веществ ИФ СО РАН

Великанов Д.А.

д. ф.-м. н., старший научный сотрудник Лаборатории резонансных свойств магнитоупорядоченных веществ ИФ СО РАН

Исхаков Р.С.

д. ф.-м. н., главный научный сотрудник Лаборатории физики магнитных пленок ИФ СО РАН

Шохрина А.О.

лаборант МНЦИЭСО ФИЦ КНЦ СО РАН

Райхер Ю.Л.

д. ф.-м. н., главный научный сотрудник Лаборатории динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН

Аннотация. *В работе исследованы структура, магнитные свойства и спектры ферромагнитного резонанса частиц феррита кобальта, синтезированных химическим методом. Показана возможность резонансного нагрева порошка в поле магнитной анизотропии частиц, что может найти применение в медицине для магнитной гипертермии.*

Ключевые слова: *феррит кобальта, ферромагнитный резонанс.*

Natural ferromagnetic resonance in cobalt ferrite powders at frequency 8.9 GHz

Stolyar S.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the International Scientific Research Center for Social Sciences of the Federal Research Center of the KSC SB RAS

Li O.A.

Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Siberian Federal University, Engineer, International Scientific Research Center for Social Sciences of the Federal Research Center of the KSC SB RAS

Bayukov O.A.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, Laboratory of Resonance Properties of Magnetically Ordered Substances, Kirensky Institute of Physics SB RAS

Nikolaeva E.D.

Candidate of Biological Sciences, Researcher, International Scientific Research Center for Social Sciences of the Federal Research Center of the KSC SB RAS

Vorotynov A.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Laboratory of Resonance Properties of Magnetically Ordered Substances, Kirensky Institute of Physics SB RAS

Velikanov D.A.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Laboratory of Resonance Properties of Magnetically Ordered Substances, Kirensky Institute of Physics SB RAS

Iskhakov R.S.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Chief Researcher, Laboratory of Magnetic Film Physics, Kirensky Institute of Physics SB RAS

Shokhrina A.O.

Laboratory assistant, International Scientific Research Center for Social Sciences of the Federal Research Center of the KSC SB RAS

Raikher Yu.L.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Chief Researcher of the Laboratory of Dynamics of Disperse Systems, ICMM, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *This work investigates the structure, magnetic properties and ferromagnetic resonance spectra of cobalt ferrite particles synthesized by a chemical method. The possibility of resonant heating of powder in the field of internal magnetic anisotropy of particles is demonstrated, this effect may find its application in medicine for magnetic hyperthermia.*

Keywords: *cobalt ferrite, ferromagnetic resonance.*

Использование магнитных наночастиц в качестве медиаторов нагрева в такой важной области биомедицины как экспериментальная онкология активно исследуется как в России, так и за рубежом [1,2]. Умеренный нагрев опухолевых клеток (гипертермия) может существенно усиливать эффективность основного метода лечения. Данная работа посвящена получению частиц феррита кобальта, изучению их структуры, свойств и спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) с целью использовать такие частицы для магнитной гипертермии. Относительно других вариантов разогрева частиц переменным магнитным полем ФМР обладает значительным конкурентным преимуществом: он позволяет значительно снизить уровень физического воздействия при сохранении лечебного эффекта.

В отличие от большинства других ферритов порошковые наночастицы феррита кобальта обладают высокой магнитной анизотропией и, таким образом, сильным внутренним полем. Это означает возможность возбуждения в них естественного (т.е. в нулевом внешнем поле) ферромагнитного резонанса с пиком поглощения в СВЧ диапазоне [3]. Для синтезированных авторами наночастиц феррита кобальта были реализованы условия естественного ФМР и проведены измерения разогрева образца за счёт резонансного поглощения энергии излучения гигагерцевого диапазона.

Нанопорошок феррита кобальта был синтезирован методом химического осаждения; затем часть синтезированных частиц была подвергнута отжигу для формирования структуры

шпинели. На рис. 1 представлены изображения частиц до отжига (*а*), полученные на просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ), и распределения частиц по размерам (*б*). На рис. 2 приведены микрофотографии частиц после отжига при температуре 700 °С в течение 5 часов и их распределение по размерам. Мёссбауэровский спектр частиц до отжига (рис. 3) содержит квадрупольные дублеты, что указывает на суперпарамагнитное состояние. Мёссбауэровский спектр отожжённого образца (рис. 4) подтверждает структуру шпинели.

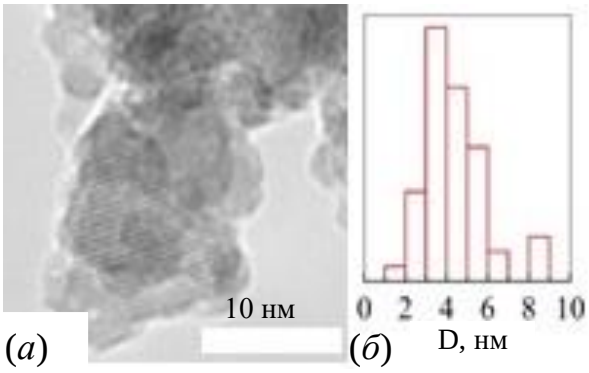


Рис. 1. ПЭМ изображение частиц порошка до отжига (*а*) и их распределение по размеру (*б*)

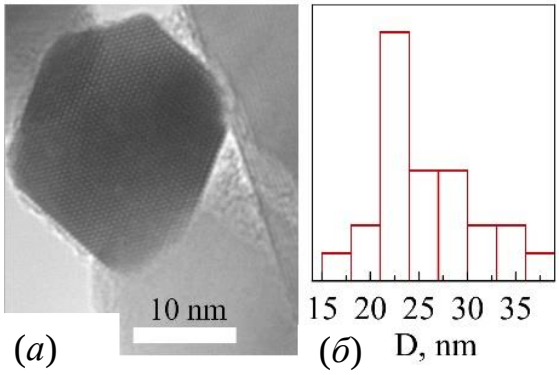


Рис. 2. ПЭМ изображение отожженных частиц порошка (*а*) и их распределение по размеру(*б*)

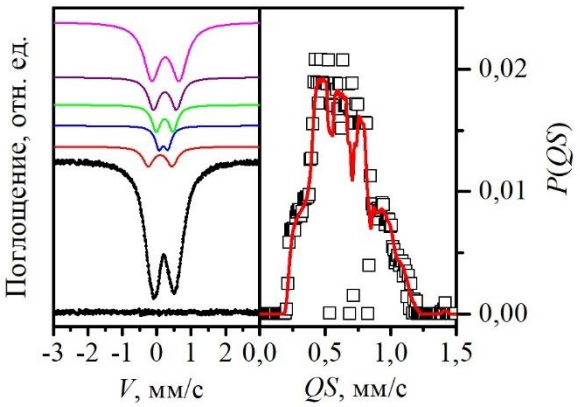


Рис. 3. Мёссбауэровский спектр образца до отжига при комнатной температуре (слева) и распределение вероятности квадрупольных расщеплений (справа)

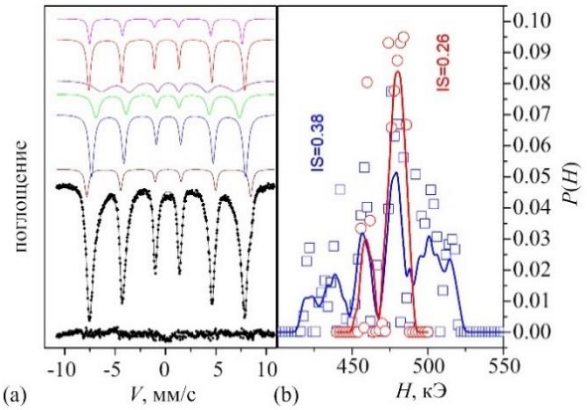


Рис. 4. (*а*) Мёссбауэровский спектр отожженного образца при комнатной температуре. (*б*) Распределение вероятности сверхтонких полей на ядрах железа в тетраэдрических (красная линия) и в октаэдрических позициях (синяя линия)

На рис. 5 и 6 приведены дифференциальные спектры ФМР образца до и после отжига соответственно, частота источника 8,9 ГГц. Как видно из сопоставления спектров, резонансное поглощение энергии СВЧ наблюдается только при температурах выше комнатной.

На рис. 7 показаны кривые приращения температуры порошка до отжига при СВЧ накачке на частоте 8,9 ГГц в различных магнитных полях. Наиболее значительный нагрев ΔT_{max} = 13 К наблюдался в нулевом магнитном поле, с ростом напряжённости поля нагрев снижался. Эксперименты на отожжённом образце дали аналогичный результат: в нулевом магнитном поле нагрев был максимален (ΔT_{max} = 11 К), при увеличении магнитного поля температура частиц падала. Тем самым, оказалось, что отсутствие внешнего поля – это наилучшее условие для нагрева. Единственное непротиворечивое объяснение обнаруженного факта заключается в том, что причиной нагрева является поглощение СВЧ энергии за счёт естественного ферромагнитного резонанса.

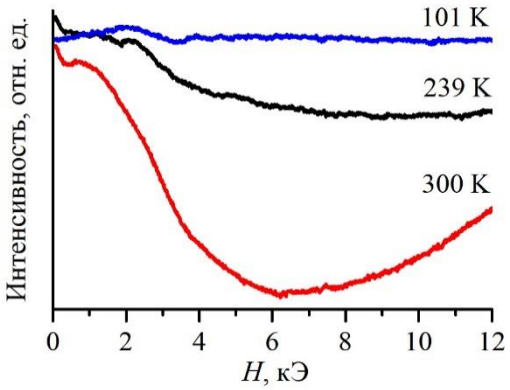


Рис.5. Спектр ФМР образца до отжига

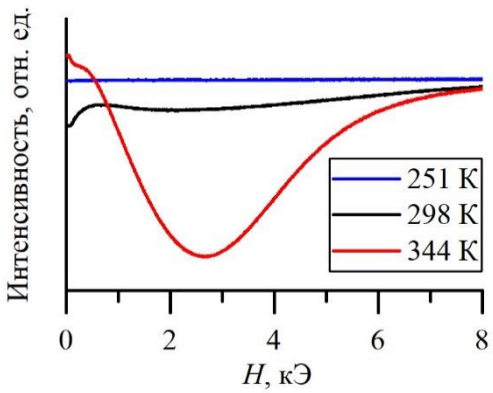


Рис.6. Спектр ФМР феррита кобальта после отжига

Таким образом, главный результат работы – экспериментальная демонстрация нагрева нанопорошков феррита кобальта за счёт резонансного поглощения энергии СВЧ в собственном поле анизотропии частиц. Подчеркнём, что возможность – без использования подмагничивающего поля – получать высокий тепловой эффект, возбуждая ферромагнитный резонанс, существенно упрощает терапевтическое применение магнитной гипертермии. При этой методике отпадает необходимость в электромагнитах или постоянных магнитах и в контроле за условиями попадания наночастиц в резонанс в области терапевтического воздействия.

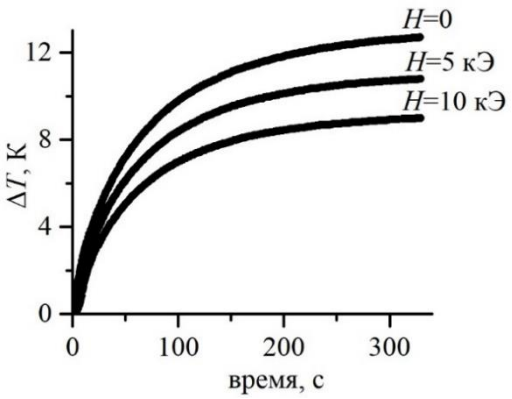


Рис. 7. Зависимости приращения температуры нанопорошка феррита кобальта до отжига от времени при накачке с частотой 8,9 ГГц; кривые соответствуют различным значениям подмагничивающего поля.

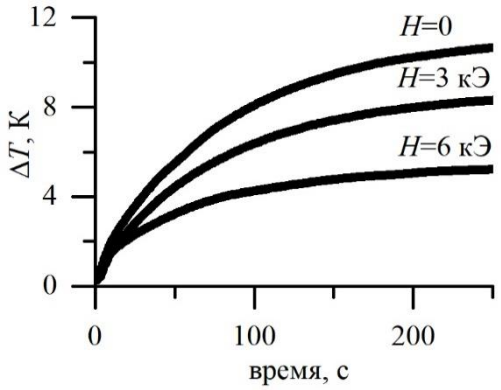


Рис. 8. Зависимости приращения температуры нанопорошка феррита кобальта после отжига от времени при накачке с частотой 8,9 ГГц; кривые соответствуют различным значениям подмагничивающего поля.

Список использованной литературы

1.Lee J.-H., Kim Y., Kim S.-K. Highly efficient heat-dissipation power driven by ferromagnetic resonance in MFe2O4 (M = Fe, Mn, Ni) ferrite nanoparticles // Scientific Reports. 2022. Vol. 12, № 1. P. 5232.

2. Stolyar S. V. et al. Preparation and properties of magnetic composites γ-Fe2O3/SiO2/Aptamer(FAS9) for magnetic resonance hyperthermia // Physics of Metals and Metallography. 2023. Vol. 124, № 14. P. 1689–1696.

3. Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. К теории дисперсии магнитной восприимчивости мелких ферромагнитных частиц // ЖЭТФ. 1974. Т. 67, № 3. С. 1060–1073.

УДК 538.9

Методология оценки свойств композитов с Fe^{3+} при экстремальных давлениях и температурах

Шаповалов В.А.

д. ф.-м. н., в. н. с., ФГБНУ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Шаповалов В.В.

PhD, Department of Physics Queens College of the City University of New York, США

Дрокина Т.В.

к. ф.-м. н., ст. н. с., Институт физики им. Л.В. Киренского РАН, Красноярск

Воротынов А.М.

к. ф.-м. н., ст. н. с., Институт физики им. Л.В. Киренского РАН, Красноярск

Юрасов А.Н.

д.ф.-м.н., профессор, зам. директора ФТИ, зам. зав. Кафедрой, МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия

Вальков В.И.

д. ф.-м. н., профессор, зав. Отделом, ФГБНУ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Аннотация. *В статье исследованы порошки цементов, широко используемые в прикладном материаловедении и в стоматологической практике. Такие цементы содержат кристаллы каолинита, в которых всегда присутствуют примесные ионы железа Fe^{3+}. Для характеристики цементов используется методология измерения энергии активации иона железа Fe^{3+} (электронный парамагнитный резонанс ЭПР). Исследованы образцы порошков с кристаллами каолинита, в том числе обработанных давлением. Этот метод позволяет изучать ориентацию частиц композита. Показана ориентация кристаллов каолинита по градиенту давления. Спектр ЭПР иона железа Fe^{3+}состоит из двух линий с $g=2$ и $g=4$. Определены динамические характеристики E_0 образцов. Такое измерение энергии активации позволяет охарактеризовать свойства, важные для материаловедения полимерных композитов.*

Ключевые слова: *электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), кристаллы каолинита, энергия активации, полимерные композиты.*

Methodology for evaluating the properties of composites with Fe^{3+} at extreme pressures and temperatures

Shapovalov V.A.

Doctor of Physics and Mathematics, Leading Researcher

Donetsk Institute of Physics and Technology n.a. A. A. Galkin, Donetsk, Russia

Shapovalov V.V.

PhD, Department of Physics Queens College of the City University of New York, USA

Drokina T.V.
PhD, Senior Researcher, L.V. Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC Siberian Branch of Russian Academy of Science, Krasnoyarsk, 660036, Russia
Vorotynov A.M.
PhD, Senior Researcher, L.V. Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC Siberian Branch of Russian Academy of Science, Krasnoyarsk, 660036, Russia
Yurasov A.N.
Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Deputy Director of the Physicotechnical Institute, Deputy Head of the Department MIREA - Russian Technological University, Moskva
Valkov V.I.
Doctor of Physics and Mathematics, Professor, head of department
Donetsk Institute of Physics and Technology n.a. A. A. Galkin, Donetsk, Russia

Annotation. *The article examines cement powders widely used in applied materials science and in dental practice. Such cements contain kaolinite crystals, which always contain impurity ions of Fe^{3+} iron. A methodology for measuring the activation energy of the Fe^{3+} iron ion (electron paramagnetic resonance EPR) is used to characterize cements. Samples of powders with kaolinite crystals, including those treated with pressure, were studied. This method allows us to study the orientation of the composite particles. The orientation of kaolinite crystals along the pressure gradient is shown. The EPR spectrum of the Fe^{3+} iron ion consists of two lines with g=2 and g=4. The dynamic characteristics of the E_0 samples are determined. This measurement of the activation energy makes it possible to characterize properties important for the materials science of polymer composites.*

Key words*: electronic paramagnetic resonance (EPR), kaolinite crystals, activation energy, polymer composites.*

Получение новых функциональных материалов, особенно созданных в экстремальных внешних условиях, является одной из наиболее актуальных тем научных исследований в области перспективных материалов [1]. Композиционные материалы являются одним из важнейших направлений исследований по созданию новых функциональных материалов в современной технике, особенно если в процессе их создания использовались экстремальные внешние условия [2-3]. Разработка новых методов характеристики таких новых функциональных материалов является важной частью таких исследований [4]. В настоящее время существует огромная потребность в открытии композитов нового поколения за счет внедрения новых эффективных производственных процессов [5].

Исследования материалов после воздействия высокого давления в настоящее время становятся все более популярными. Измерения при высоких давлениях и низких температурах позволяют изучать состояния, которые невозможно создать химическими методами в обычных условиях. Давление может быть применено для улучшения соответствующих свойств типичных функциональных материалов. Эти улучшенные характеристики обычно не были доступны в условиях окружающей среды, за исключением применений с высоким давлением [1, 3, 4].

Для характеристики стеклоиономерных цементов используем метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в диапазоне от низких (Т=4.2К) до комнатных (Т=300К) температур. Методика, представленная в этой статье, применима к широкому кругу нанокомпозитов. В данной публикации методика применена к конкретным материалам, используемым в прикладном материаловедении и в стоматологической практике. В состав цементов входят минеральные кристаллы каолинита $Al_2[Si_2O_5](OH)_4$ [6].

На рис. 1 представлены спектры ЭПР трех образцов. Величина магнитного поля Н показана по горизонтальной оси рис.1. Интенсивность линий спектра ЭПР отложена по вертикальной оси. На рис. 1 представлены спектры ЭПР ионов железа Fe^{3+} в цементах –

стеклоиономерном цементе CX-Plus Triplekit -TM (первый образец), стеклоиономерном цементе CX-Plus (второй образец) и GC Fuji 1 (третий образец).

Линии спектра ЭПР первого образца представлены при температурах T=4,2K (линия А), T=80K (линия Б), T=260K (линия С). С ростом температуры интенсивность резонансной линии 2 уменьшается, а интенсивность линии 3 возрастает.

При T=4,2K во всех образцах интенсивность линии 2 во много раз превышает интенсивность линии 3. Спектр ЭПР второго образца (D) представлен при T=4,2K. Спектр состоит из двух линий (линии 2 и 3).

Спектр третьего образца (E) представлен при T=4,2K. Спектр состоит из трех линий (линии 1, 2 и 3). Значение g-фактора линии 1 при температуре T = 4,2 K равно $g_1 = 5{,}0\pm0{,}1$. Значение g-фактора линии 2 для всех образцов при температуре T = 4,2K равно $g_2 = 4{,}1\pm0{,}1$. Значение g-фактора линии 3 для всех образцов при температуре T = 4,2K равно $g_3 = 2{,}1\pm0{,}1$.

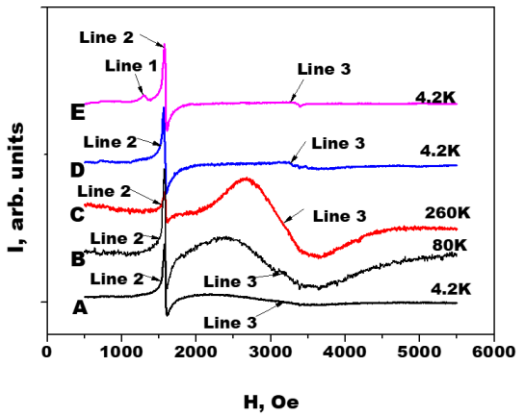


Рис. 1. Линии A, B, C представляют спектры ЭПР в первом образце. Линия D — спектр ЭПР ионов железа Fe^{3+} во втором образце. Линия E — спектр ЭПР ионов железа Fe^{3+} в третьем образце.

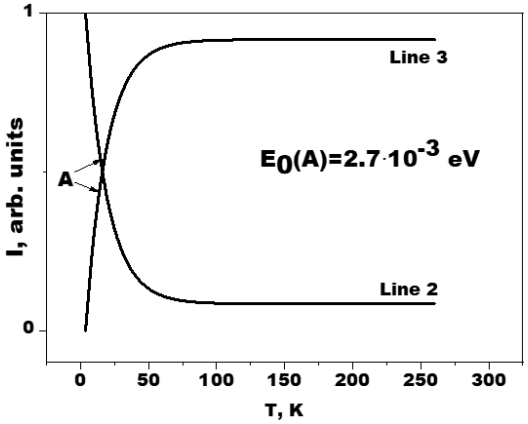


Рис. 2. Температурная зависимость приведенных интегральных интенсивностей линий 2 и 3 спектра ЭПР ионов железа Fe^{3+} в первом образце – Стекло иономер цемент CX–Plus Триплекит –TM.

На рис. 2 показано температурное перераспределение интенсивностей линий 2 и 3 спектра ЭПР ионов Fe^{3+} в первом образце в диапазоне от низкой (T=4,2K) до комнатной (T=300K) температуры. Для каждой температуры сумма приведенных относительных интенсивностей линий 2 и 3 представляет собой постоянную величину, равную 1. Перераспределение интенсивностей линий обусловлено многоминимальным потенциалом в структурах [7, 8, 9]. Характер перераспределения интенсивности определяется высотой потенциального барьера кристаллического поля в месте нахождения иона Fe^{3+} $E_0 \cong kT$ [7]. Барьер определяет температурный переход из анизотропного состояния в изотропное. Высота барьера E_0 потенциала кристаллического поля определена из экспериментальных исследований температурных зависимостей спектров ЭПР. Высота барьера E_0 зависит от структуры ближайшего окружения ионов Fe^{3+}. Зависимости, представленные на рис. 2, описываются соотношением

$$I=\exp(E_0/kT)$$

где k — постоянная Больцмана, E_0 — высота барьера адиабатического потенциала кристаллического поля.

Первый образец — стеклоиономерный цемент CX-Plus Triplekit-TM имеет E_0 (высоту барьера адиабатического потенциала кристаллического поля), равную $2{,}7\times10^{-3}$ эВ; 21,7 $см^{-1}$. Второй образец — стеклоиономерный цемент CX-Plus имеет $E_0 = 1{,}4\times10^{-3}$ эВ; 11,2 $см^{-1}$. Третий образец – GC Fuji 1 содержит два магнитных центра E1 и E2. Магнитный центр E1 имеет $E_0 = 1{,}6\times10^{-3}$ эВ; 12,9 $см^{-1}$. Магнитный центр E2 имеет $E_0 = 0{,}5\times10^{-3}$ эВ; 4,0 $см^{-1}$.

Следует отметить, что все три образца имеют свойства, сильно отличающиеся друг от друга. Это необходимо учитывать при использовании материалов. Кроме того, третий образец состоит из двух компонентов, сильно отличающихся друг от друга по свойствам. Этот факт указывает на то, что в некоторых случаях использование этого цемента может быть не лучшим решением из-за очень разных свойств компонентов.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что в зависимости от технологии производства материала на разных предприятиях и разного применения порошков с кристаллами каолинита с применением давления происходит упорядочивание пластин каолинита и, как следствие, изменяются свойства материала. Давление превращает изотропный композит с хаотичным распределением в анизотропный композит с выделенным распределением кристаллов каолинита. Структура образца трансформируется под давлением. Детальный анализ этих изменений спектра позволяет получить количественные характеристики распределения кристаллов в композите по направлениям.

Список использованных источников

1. Guanjun Xiao, Ting Geng Bo Zou. Emerging Functional Materials under High Pressure toward Enhanced Properties.//ACS Materials Lett. – 2020. – №2. – С.1233–1239.
2. Rajak D.K., Pagar D.D., Kumar R. et al. Recent progress of reinforcement materials: a comprehensive overview of composite materials.//Journal of Materials Research and Technology. – 2019. – С.6354–6374.
3. James S. The use of high pressure in basic and materials science. //Journal of Physics and Chemistry of Solids. –1998 – №59. – С.553-568.
4. Tse J.S. A chemical perspective on high pressure crystal structures and properties.// National Science Review. – 2020, – №7. – С.149–169.
5. Wu C., Xu F., Wang H., Liu H., Yan F., Ma C. Manufacturing Technologies of Polymer Composites—A Review.//Polymers. – 2023 – № 15. – С.712–736.
6. Macedo Neto J.C., Nascimento N.R., Bello R.H. et al. Kaolinite Review: Intercalation and Production of Polymer Nanocomposites. //Engineered Science. – 2022. – №17. – С.28–44.
7. Shapovalov V.A., Shapovalov V.V., Rafailovich M. et al, Dynamic Characteristic of Molecular Structure of Poly(ortho-methoxyaniline) with Magnetic Probes.//A. J. Phys. Chem. C. – 2013. – №117. – С.7830– 7834.
8. Shapovalov V.A., Zhitlukhina E.S., Lamonova K.V., et al, Multiminimum potential of a crystal field in the monocrystal normal spinel $ZnAl_2O_4$, doped by Cu^{2+} ions.//Journal of Physics: Cond. Matter. – 2010. – №22. –С.245504–245510.
9. Шаповалов В.А., Житлухина Е.С., Ламонова К.В., Орел С.М., Барило С.М., Пашкевич Ю.Г. Исследование рельефа адиабатического потенциала в монокристаллах с ионами меди. //ФНТ. – 2014. – Т.40, №5. – С.595-603.

Творчество — переход небытия в бытие через акт свободы.

Николай Бердяев

Франсинско Гойя «Игра в жмурки» (1791)

Секция 7.
Магнитные фазовые переходы и критические явления

УДК 538.955

Магнитные фазовые диаграммы антиферромагнитного металла DyB_{12} со структурной и электронной неустойчивостью

Азаревич А.Н.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник отдела низких температур и криогенной техники ИОФРАН

Богач А.В.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник отдела колебаний ИОФРАН

Красиков К.М.

к.ф.-м.н., младший научный сотрудник отдела колебаний ИОФРАН

Шицевалова Н.Ю.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник лаборатории тугоплавких соединений РЗЭ ИПМ НАНУ

Воронов В.В.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник научного центра лазерных материалов и технологий ИОФРАН

Случанко Н.Е.

к.ф.-м.н., доцент, ведущий научный сотрудник отдела низких температур и криогенной техники ИОФРАН

Аннотация. *В работе впервые исследованы H-T и H-φ магнитные фазовые диаграммы антиферромагнитного металла DyB_{12} (температура Нееля $T_N \approx 16$ К) с динамическими зарядовыми страйпами. Показано, что в этом редкоземельном додекабориде с ян-теллеровской структурной неустойчивостью борного каркаса формирование динамических полос заряда вдоль одного из направлений <110> подавляет косвенное обменное взаимодействие между локализованными магнитными моментами ионов Dy^{3+} через электроны проводимости (РККИ механизм), приводя к возникновению низкосимметричных магнитных H-φ диаграмм в виде «бабочки». Исследованы механизмы рассеяния носителей заряда в различных магнитоупорядоченных фазах.*

Ключевые слова: *антиферромагнетизм, структурная неустойчивость, электронное фазовое расслоение наномасштаба, зарядовые страйпы*

Magnetic phase diagrams of antiferromagnetic metal DyB_{12} with structural and electronic instability

Azarevich A.N.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Department of Low Temperatures and Cryogenic Engineering, IOFRAN

Bogach A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Department of Oscillations, IOFRAN

Krasikov K.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Junior Researcher, Department of Oscillations, IOFRAN

Shitsevalova N. Yu.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior researcher, Laboratory of Refractory RE Compounds IPM NASU

Voronov V.V.
Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, Center of Laser Materials and Technology, IOFRAN
Sluchanko N.E.
Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Leading Researcher, Department of Low Temperatures and Cryogenic Engineering, IOFRAN

Annotation. *In this work, the H-T and H-φ magnetic phase diagrams of the antiferromagnetic metal DyB_{12} (Néel temperature $T_N \approx 16$ K) with dynamic charge stripes were studied for the first time. It is shown that in this rare-earth dodecaboride with the Jahn-Teller structural instability of the boron framework, the emergence of dynamic charge stripes along one of the <110> directions suppresses the indirect exchange interaction of localized magnetic moments of Dy^{3+} ions through conduction electrons (RKKY mechanism), leading to the appearance of low-symmetry «butterfly-type» magnetic H-φ phase diagrams. The mechanisms of charge carrier scattering in various magnetically ordered phases have been studied.*
Keywords*: antiferromagnetism, structural instability, nanoscale electronic phase separation, charge stripes*

Аномальные свойства редкоземельных додекаборидов RB_{12} обусловлены развитием кооперативной динамической ян-теллеровской (ЯТ) неустойчивости подрешетки бора, что приводит к небольшим *статическим* структурным искажениям борного ковалентного каркаса и появлению полос динамического заряда (страйпов) зонных электронов [1]. Зарядовые флуктуации в страйпах вдоль одного из направлений <110> в RB_{12} подавляют РККИ обмен между магнитными R-ионами, приводя к спин-поляронным эффектам и формированию волн спиновой плотности (5*d*- компонента магнитной структуры), причем конкуренция магнитных взаимодействий обусловливает появление различных анизотропных антиферромагнитных (AF) фазовых диаграмм в форме «мальтийского креста» [2] и «бабочки» [3].

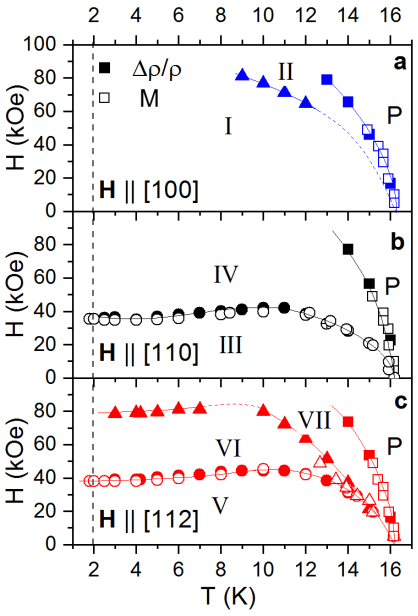


*Рис.1. Магнитные фазовые H-T диаграммы DyB_{12} для направлений внешнего магнитного поля (a) **H**//[100], (b) **H**//[110] и (c) **H**//[112]. Римскими цифрами показана нумерация различных магнитоупорядоченных фаз. Закрашенные и открытые символы отвечают измерениям магнетосопротивления Δρ/ρ и намагниченности M, соответственно. Вертикальным пунктиром показана температура T=2 K, фиксированная при измерениях угловых H-φ диаграмм, представленных на рис.2.*

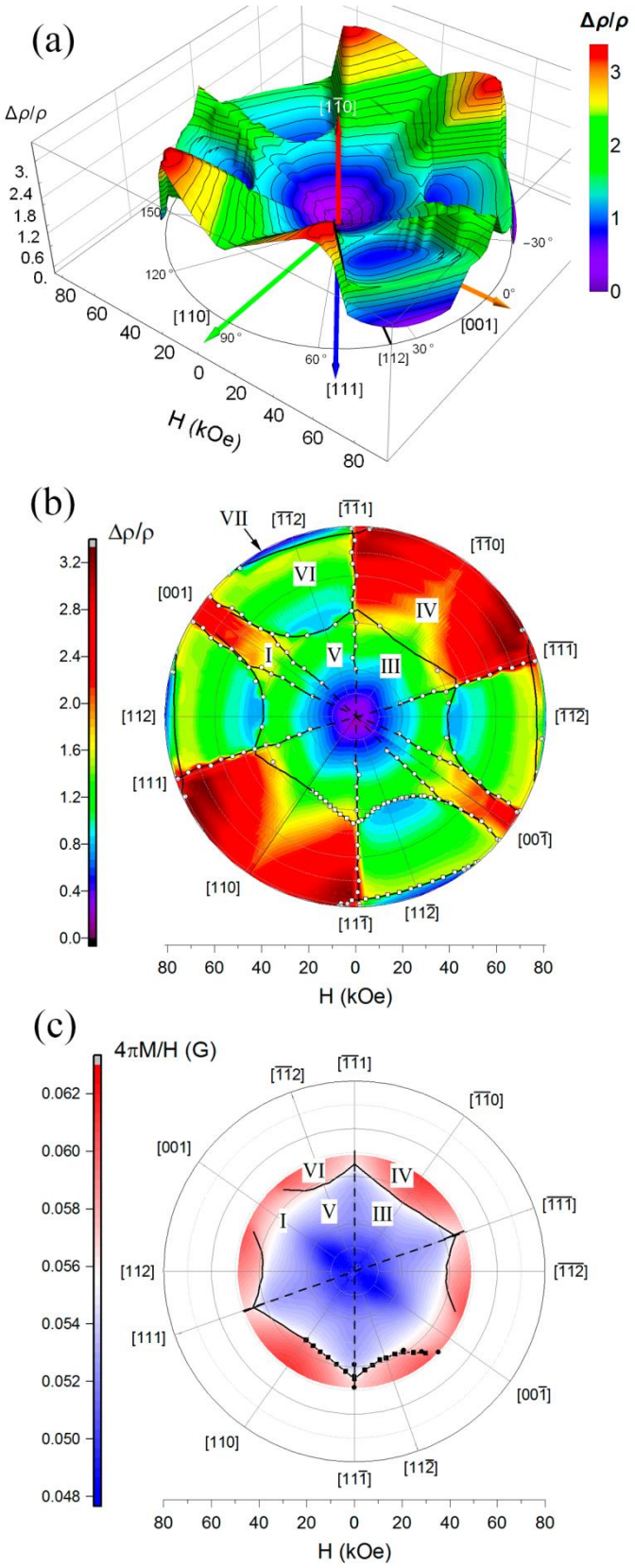


Рис. 2. (a) Магнетосопротивление DyB_{12} в цилиндрических (H, φ, Δρ/ρ) координатах полученное в эксперименте с вращением вокруг оси измерительного тока ***I***//[110] *при температуре T=2K. Цветом и высотой показана величина Δρ/ρ. (b) Магнетосопротивление DyB_{12} в полярных (H, φ) координатах (проекция на плоскость (110)) при T=2K. (c) Магнитная восприимчивость M/H в полярных координатах в диапазоне магнитных поле H ≤ 50 кЭ для T=2K. На панелях (b) и (c) цветом показана величина параметров Δρ/ρ и M/H. Границы фаз в плоскости* ***H***||(110) *представлены точками и линиями, римскими цифрами обозначены различные магнитоупорядоченные фазы в AF-состоянии.*

В работе впервые выполнены прецизионные низкотемпературные измерения магнетосопротивления ($\Delta\rho/\rho$) и намагниченности (M) додекаборида диспрозия в магнитном поле $H \leq 80$ кЭ и, в результате, впервые построены магнитные фазовые H-T (рис.1a-1c) и H-φ (рис.2a-b и рис.2c построены по данным $\Delta\rho/\rho$ и M/H, соответственно) диаграммы DyB_{12}. Показано, что в этом AF металле (температура Нееля $T_N \sim 16$ K) с крамерсовскими ионами Dy^{3+} реализуется магнитная анизотропия типа «бабочки» (см. рис.2b-2c), подобная обнаруженной в [3] для ErB_{12}, однако в DyB_{12} в используемом в работе интервале магнитных полей для направления $\boldsymbol{H}$//[100] не наблюдается фазового перехода в состояние с ферромагнитной компонентой магнитной структуры. Обсуждаются механизмы рассеяния носителей заряда в AF-фазах I-VI в DyB_{12} (см. рис. 1-2) в сравнении с другими антиферромагнетиками семейства RB_{12} (R- Ho, Er, Tm) [1-5].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-22-00243).

Список использованной литературы:

1. Sluchanko N. E. Magnetism, quantum criticality, and metal-insulator transitions in RB_{12}. in Rare-Earth Borides / edited by D. S. Inosov – Singapore: Jenny Stanford Publishing, 2021. – pp.331-441
2. Krasikov K., Glushkov V., Demishev S., Khoroshilov A., Bogach A., Voronov V., Shitsevalova N., Filipov V., Gabáni S., Flachbart K., Siemensmeyer K., Sluchanko N. Suppression of indirect exchange and symmetry breaking in the antiferromagnetic metal HoB_{12} with dynamic charge stripes // Phys. Rev. B – 2020. – 102 – 214435.
3. Красиков К.М., Богач А.В., Шицевалова Н.Ю., Филиппов В.Б., Случанко Н.Е. 3D (H-φ-θ) магнитная фазовая диаграмма антиферромагнетика ErB_{12} с динамическими зарядовыми страйпами // Письма в ЖЭТФ – 2023. – 117 – С. 530 – 536.
4. Azarevich A., Glushkov V., Demishev S., Bogach A., Voronov V., Gavrilkin S., Shitsevalova N., Filipov V., Gabáni S., Kačmarčík J., Flachbart K., Sluchanko N. Evidence of symmetry lowering in antiferromagnetic metal TmB_{12} with dynamic charge stripes // Journal of Physics: Condensed Matter – 2022. – 34 – 065602.
5. Azarevich A., Bogach A., Bolotina N, Khrykina O., Shitsevalova N., Polovets S., Filipov V., Gabáni S., Kačmarčík J., Flachbart K., Voronov V., Sluchanko N. Maltese Cross-type magnetic phase diagrams in $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ antiferromagnets with Yb-valence instability and dynamic charge stripes // J. Magnetism and Magnetic Materials – 2023. – 574 – 170671.

УДК 538.9

Расчет относительных дисперсий намагниченности, теплоемкости и восприимчивости в слабо разбавленной четырехкомпонентной модели Поттса

Атаева Г.Я.

к.ф-м.н. Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Бабаев А.Б.

к.ф-м.н. Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Муртазаев А.К.

член.корр. РАН, профессор, Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Аннотация. *Методом Монте-Карло рассчитаны относительные дисперсии намагниченности R_m, теплоемкости R_c и восприимчивости R_χ в спиновой решеточной четырехкомпонентной слабо разбавленной модели Поттса на квадратной решетке при концентрации спинов p=0.80. Показано, что внесение беспорядка в виде немагнитных примесей в двумерную модель Поттса приводит к отличным от нуля значениям для R_m, R_c, и R_χ в критической точке. Установлено, что значения дисперсий заметно уменьшаются для систем с линейными размерами L≥120 в единицах межатомной длины.*

Ключевые слова*: дисперсия, примесь, фазовый переход, модель Поттса, метод Монте-Карло.*

Calculation of relative dispersions of magnetization, heat capacity and susceptibility in weakly diluted four-component Potts model

Ataeva G.Ya.

Ph.D. H. Amirkhanov Institute of Physics of the DFRC, RAS

Babaev A.B.

Ph.D. H. Amirkhanov Institute of Physics of the DFRC, RAS

Murtazaev A.K.

Corresponding member RAS, professor, H. Amirkhanov Institute of Physics of the DFRC, RAS

Annotation. *Using the Monte Carlo method, the relative dispersions of magnetization R_m, heat capacity R_c and susceptibility R_χ are calculated in a spin lattice four-component weakly diluted Potts model on a square lattice at a spin concentration p=0.80. It is shown that the introduction of disorder in the form of non-magnetic impurities into the two-dimensional Potts model is shown to leas to non-zero values for R_m, R_c, and R_χ at the critical point. It has been established that the dispersion values decrease noticeably for systems with linear dimensions L≥120 in units of interatomic length.*

Key words*: dispersion, impurity, phase transition, Potts model, Monte Carlo method.*

Изучение влияния немагнитных примесей на различные магнитные и тепловые свойства спиновых систем занимает значительное место в физике конденсированных сред. Связано это тем, что немагнитная примесь оказывает влияние на термодинамические параметры исследуемой системы вплоть до смены рода фазового перехода в них [1-6]. Есть

все основания предполагать наличие зависимости критических параметров от способа реализации беспорядка в исследуемой модели. Также повышенный интерес вызывает вопрос об особенностях влияния беспорядка на род фазового перехода (ФП) в спиновых решеточных моделях [1-6]. Поведение термодинамических критических параметров неупорядоченных моделей при различных реализациях беспорядка в виде немагнитных примесей в широком интервале изменении концентрации примесей c_{imp}=1–p, где p–концентрация спинов, с соблюдением единой методики до настоящего времени исследовано недостаточно полно.

В связи с этим в данной работе методом Монте-Карло исследуется проблема самоусреднения термодинамических критических параметров в неупорядоченной четырехкомпонентной модели Поттса на квадратной решетке

Приведем здесь формулировку слабо разбавленной четырехкомпонентной стандартной модели Поттса, используемую для описания широкого ряда объектов и явлений в физике конденсированных сред. В рассматриваемой нами модели примеси распределены каноническим способом [2]. При построении такой модели необходимо иметь в виду следующие особенности:

1. В узлах квадратной решётки расположены спины S_i, которые могут ориентироваться в 4-х симметричных направлениях в пространстве с размерностью q-1 так, что углы между любыми двумя направлениями спинов равны. Немагнитные примеси распределены случайно и фиксированы на различных узлах решетки (*quenched disorder*).

2. Энергия связи между двумя узлами равна нулю, если они находятся в разных состояниях (безразлично, в каких именно) или же, если хотя бы в одном узле находится немагнитный атом, и равна J, если взаимодействующие узлы находятся в одинаковых состояниях (опять же, все равно в каких именно).

С учетом этих особенностей микроскопический гамильтониан такой системы может быть, представлен в виде [7]

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{i,j} \rho_i \rho_j \delta(S_i, S_j), \quad S_i = P_1, P_2, P_3, P_4 \tag{1}$$

где J – параметр обменного ферромагнитного взаимодействия ближайших соседей (в дальнейшем считаем J = 1 и работаем с безразмерной температурой), P_i – обозначение состояния спина с номером i,

$$\rho_i = \begin{cases} 1, & \textit{если в узле расположен спин} \\ 0, & \textit{если в узле расположена немагнитная примесь} \end{cases},$$

$$\delta(S_i, S_j) = \begin{cases} 1, & \textit{если } S_i = S_j, \\ 0, & \textit{если } S_i \neq S_j. \end{cases}$$

Концентрация магнитных спинов определяется выражением:

$$p = \frac{1}{L^2} \sum_{i=1}^{L^2} \rho_i \delta(S_i, q) \tag{2}$$

Тогда значение p=1 соответствует не разбавленной решетке, p=0 – полностью разбавленной.

Расчеты проведены для систем с периодическими граничными условиями при концентрациях спинов p=1.0, 0.8. Исследованы системы с линейными размерами L=10-160, и числом спинов $N=p\times L\times L$. Начальные конфигурации задавали таким образом, чтобы все атомы находились в одном состоянии. Для вывода системы с линейными размерами $L\times L$ в равновесное состояние вычисляли время релаксации τ_0. Этот неравновесный участок отбрасывали. Затем усреднение проводили по участку марковской цепи длиной τ=400τ_0. Для

самой большой системы L=160, τ_0=2×10^3 МК шагов/спин. Кроме того, проводили усреднение по различным примесным конфигурациям. В случае p=1.0 для усреднения использовали 10 различных начальных конфигураций. Для систем с концентрацией p=0.80 осуществляли конфигурационное усреднение по 1000 примесным конфигурациям с различной реализацией беспорядка.

Расчет относительных дисперсий (квадратов коэффициентов вариации) намагниченности R_m, восприимчивости R_χ и теплоемкости R_c в зависимости от линейных размеров L исследуемой системы проводился по следующим выражениям

$$R_m = \frac{\overline{m^2(L)} - \overline{m(L)}^2}{\overline{m(L)}^2}, \quad (3)$$

$$R_\chi = \frac{\overline{\chi^2(L)} - \overline{\chi(L)}^2}{\overline{\chi(L)}^2}, \quad (4)$$

$$R_C = \frac{\overline{C^2(L)} - \overline{C(L)}^2}{\overline{C(L)}^2}, \quad (5)$$

Данные, рассчитанные по выражениям (3)-(5), позволяют судить о самоусреднении термодинамических величин и погрешностях, связанных с размерами изучаемых систем.

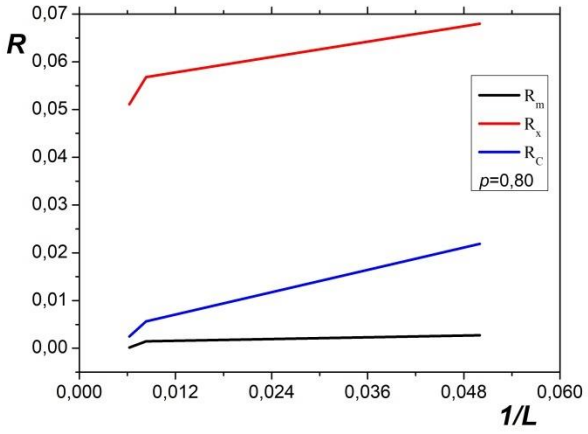


Рис. 1. Зависимость относительных дисперсий намагниченности R_m, теплоемкости R_C и воспримчивости R_χ от обратных размеров 1/L при концентрации p=0.80, при T=T_c.

Анализ данных R_m, R_χ, R_c, полученных в этой работе при p=0.80 в зависимости от рассмотренных линейных размеров, позволяет заключить, что на их точность определения сильное влияние оказывает размеры изучаемых систем. На рисунке 1 приведены дисперсии R_m, R_c, R_χ в зависимости от 1/L. Как видно из рисунка с увеличением линейных размеров, значения R_m, R_c, R_χ заметно уменьшаются.

Для исследуемой неупорядоченной четырехкомпонентной модели Поттса на квадратной решетке заметное уменьшение значений R_m, R_χ, R_c наблюдается для систем с линейными размерами L≥120. Таким образом, из полученных данных R_m, R_χ, R_c следует, что для однозначного определения магнитных и тепловых характеристик и их особенностей в разбавленных моделях Поттса, необходимо изначально выявить размерные особенности дисперсии для всех интересующихся физических параметров. В частности, для рассмотренной модели Поттса с q=4 заметное уменьшение R_m, R_χ, R_c наблюдается при L≥120 в слабо разбавленном режиме при p=0.80.

В данной работе с соблюдением единой методики впервые на основе кластерного

алгоритма метода Монте-Карло рассчитаны относительные дисперсии намагниченности R_m, восприимчивости R_χ и теплоемкости R_c в слабо разбавленной модели Поттса на квадратной решетке при концентрации спинов p=0.80. Полученные данные свидетельствуют о следующем:

1. Внесение слабого беспорядка в виде немагнитных примесей в четырехкомпонентную модель Поттса на квадратной решетке приводит к отличным от нуля значениям для R_m, R_χ, R_c, что указывает на плохое самоусреднение для исследуемых термодинамических параметров.

2. Установлено, что для получения надежных численных характеристик путем компьютерного моделирования четырехкомпонентной модели Поттса в слабо разбавленном режиме необходимо исследовать спиновые системы с линейными размерами $L\geq120$.

Список литературы:

1. Dotsenko V.S., Critical phenomena and quenched disorder // Usp. Fiz. Nauk. – 1995. – Т. 165. – С. 481.
2. Фольк Р., Головач Ю., Яворский Т. Критические показатели трехмерной слабо разбавленной замороженной модели Изинга // УФН. – 2003. – Т.173. – С.175.
3. Дубс В.В., Прудников В.В., Прудников П.В. Ренормгрупповое описание влияния дефектов структуры на фазовый переход в сложных спиновых системах с эффектами случайной анизотропии и дефектами структуры // Теоретическая и математическая физика. – 2017. – Т. 190. – С. 419.
4. Babaev A.B., Murtazaev A.K. // Fiz. Nizk. Temp. – 2020. – V.46. – P.818.
5. Бабаев А.Б., Муртазаев А.К. Фазовые переходы в низкоразмерных неупорядоченных моделях Поттса // ФТТ. – 2020. – Т. 62. – С. 757.
6. Муртазаев А.К., Бабаев А.Б. Фазовые переходы в трехмерной слабо разбавленной модели Поттса с q=5 // ФТТ. – 2021. – Т.10. – С.1644.
7. Wu F.Y. The Potts model // Rev. Mod. Phys. – 1982. – V.54. – P. 235.

УДК 538.955

Влияние немагнитного беспорядка на фазовые переходы в моделях Поттса на треугольной решетке

Бабаев А.Б.

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт физики ДФИЦ РАН

Муртазаев А.К.

директор ДФИЦ РАН, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н.

Бабаев М.А.

студент, физический факультет ДГУ

Малачиева П.А.

студент, физический факультет ДГУ

Аннотация. *Работа посвящена исследованию немагнитного беспорядка на фазовые переходы в моделях Поттса с числом состояний спина q=4 и q=5 на треугольной решетке. Полученные численные данные свидетельствуют о том, что в чистой модели Поттса с q=4 на треугольной решетке наблюдается фазовый переход второго рода и фазовый переход первого рода при q=5. Показано, что внесение немагнитного беспорядка в рассматриваемые модели приводит к стабилизации фазового перехода второго рода.*

Ключевые слова: *модель Поттса, немагнитный беспорядок, фазовые переходы*

The effect of non-magnetic disorder on phase transitions in Potts models on a triangular lattice

Babaev A.B.

Leading Researcher, Institute of Physics of the DFRC RAS

Murtazaev A.K.

Director, DFRC RAS, Corresponding Member,

Babaev M.A.

Student, Faculty of Physics, DSU

Malachieva P.A.

Student, Faculty of Physics, DSU

Annotation. *The work is devoted to the study of non-magnetic disorder on phase transitions in Potts models with the number of spin states q=4 and q=5 on a triangular lattice. The numerical data obtained indicate that in the pure Potts model with q=4, a phase transition of the second-order and a phase transition of the first-order at q=5 are observed on a triangular lattice. It is shown that the introduction of non-magnetic disorder into the models under consideration leads to stabilization of the phase transition of the second-order.*

Keywords: *Potts model, non-magnetic disorder, phase transitions*

Для моделей Поттса с числом состояний спина $q>2$ на различных двумерных и трехмерных решетках не имеется ни одного точного решения до сегодняшнего дня. Изучение магнитных и тепловых свойств этих моделей на различных двумерных решетках имеет важное фундаментальное и прикладное значение. Это связано с тем, что многие объекты и явления, наблюдаемые в физике конденсированных сред, в частности, интеркаляция атомов шелочных металлов в решетку графита, описываются моделью Поттса с числом состояний спина q=4, а адсорбция инертных газов на адсорбентах типа графита достаточно хорошо описывается низкоразмерными моделями Поттса с q=4 и q=5 на треугольной решетке [1, 2], и их исследование к настоящему времени является своевременным.

Модель Поттса на квадратной решетке эквивалентна модели типа льда на линии фазового перехода (ФП), и для нее в работе [3] вычислена свободная энергия. Кроме того, для модели Поттса на квадратной, треугольной и гексагональной решетках получены полиномиальные выражения исходя из аргумента дуальности позволяющие получить значения критических точек [1, 2]. Отдельно модель Поттса с q=4 интересна тем, что значение q=4 является граничным, выше которого должен наблюдаться ФП первого рода. В то же время в любой изучаемой системе всегда имеется неконтролируемый немагнитный беспорядок и изучение его влияния на различные термодинамические характеристики является актуальной задачей. В этом плане следует отметить, что на моделях Поттса можно проверить особенности влияния немагнитных примесей на фазовые переходы и определить их роль при реализации конкретного рода ФП.

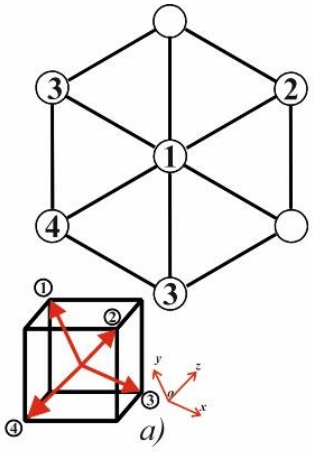


Рис. 1. Примесная модель Поттса с q=4 на треугольной решетке

При построении модели Поттса в частности с числом состояний спина q=4 необходимо иметь в виду следующие особенности: в узлах треугольной решётки расположены спины S_i, которые могут ориентироваться в 4-х симметричных направлениях гипертетраэдра в пространстве размерности q-1, так что углы между любыми двумя направлениями спинов равны (см. рис.1); энергия связи между двумя узлами равна нулю, если они находятся в разных состояниях (безразлично, в каких именно) или в одном из узлов размещен немагнитный примесь и равна J, если взаимодействующие узлы находятся в одинаковых состояниях (опять же, все равно в каких именно). С учетом этих особенностей микроскопический гамильтониан такой системы может быть представлен в виде [4]

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{i,j} \rho_i \rho_j \delta(S_i, S_j), \quad S_i = q_1, q_2, q_3, q_4 \tag{1}$$

где $\rho_i = \begin{cases} 1, & \text{если в узле расположен спин} \\ 0, & \text{если в узле расположена немагнитная примесь} \end{cases}$, $\delta(S_i, S_j) = \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j \\ 0, & \text{если } S_i \neq S_j \end{cases}$, q_i – число состояний спина S_i.

Исследования проводились на основе высокоэффективного кластерного алгоритма Вольфа [5]. Методика реализации этого алгоритма приведена в работах [6, 7]. Расчеты

проводились для систем с периодическими граничными условиями для систем с линейными размерами L=10÷180 и числом узлов $L \times L = N$. Изначально конфигурации задавались таким образом, чтобы все спины находились в одном выбранном состоянии. Для вывода системы в равновесное состояние отсекался неравновесный участок длиной τ_0 для системы с линейными размерами L. Этот неравновесный участок отбрасывали. В каждой цепи усреднение проводилось по участку марковской цепи длиной $\tau = 350\tau_0$. Для самой большой системы L=180, $\tau_0 = 2 \times 10^4$ МК шагов/спин.

Для наблюдения за температурным ходом поведения энергии E использовалось выражение

$$E = \frac{1}{N}[< H >]. \quad (3)$$

Температурные зависимости энергии E на один узел приведены на рисунке 2. Как видно из рисунка 2, температурная зависимость энергии E для чистой модели Поттса с q=5 при L=160 демонстрирует скачок энергии. В то же время случай q=4 является граничным и для конечных L при концентрации спинов p=1.00 может наблюдаться фазовый переход второго рода близкий к фазовому переходу первого рода. В случае слабо разбавленных моделей Поттса примеси, наоборот, стабилизируют фазовый переход второго рода. Для полного выяснения особенностей рода фазового перехода в зависимости от немагнитного беспорядка в решеточных моделях Поттса требуется провести анализ данных с применением гистограммного метода в окрестности критической точки. Подробное описание гистограммного метода обработки данных приведено в [7].

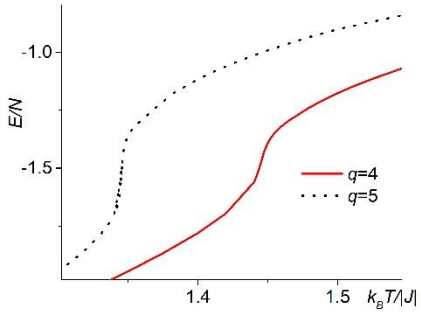


Рис. 2. Температурная зависимость удельной энергии для моделей Поттса.

Анализ рода фазового перехода для моделей Поттса с q=4 и q=5 на треугольной решетке в чистом (p=1.0) и слабо разбавленном (p=0.90) режимах нами проводился методом гистограммного анализа данных в критической точке $T=T_c$. Гистограммный анализ данных, проведенный для чистой модели Поттса с q=4 (см. рис. 3), выявил в распределении энергии один пик для всех трех различных значений температуры вблизи T_c, что свойственно для фазового перехода второго рода. Аналогичная картина наблюдалась для слабо разбавленной модели Поттса с q=4. Гистограммный анализ данных, проведенный для модели Поттса с q=5 на треугольной решетке в чистом режиме, выявил в распределении энергии бимодальный характер, что свойственно для ФП первого рода (см. рис.4). Внесение слабого немагнитного беспорядка при p=0.9 в эту модель приводит к распределению энергии с одним максимумом (см. рис. 5).

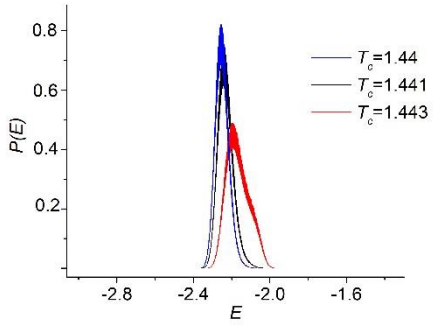


Рис. 3. Гистограмма распределений энергии для чистой модели Поттса с q=4.

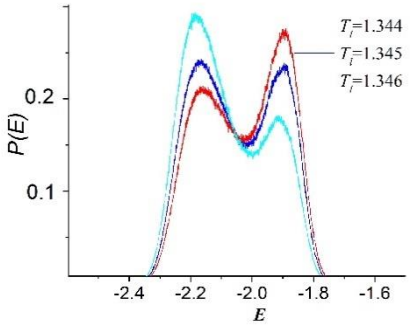


Рис. 4. Гистограмма распределений энергии для чистой модели Поттса с q=5.

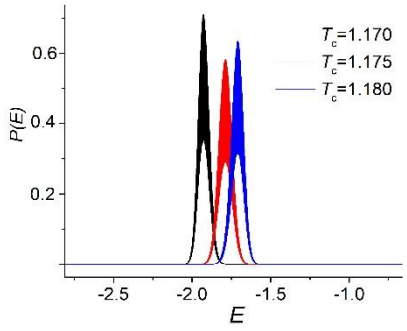


Рис. 5. Гистограмма распределений энергии для слабо разбавленной модели Поттса с q=5.

Таким образом, исследование моделей Поттса на треугольной решетке методом Монте-Карло выявил, что в чистой модели Поттса с q=4 наблюдается ФП второго рода, в то время как для модели Поттса с q=5 – ФП первого рода. Внесение немагнитного беспорядка в рассматриваемые модели Поттса приводит к стабилизации ФП второго рода. Кроме того, выявлено, что в случае однородных систем, для которых в чистом состоянии наблюдается ФП первого рода немагнитный беспорядок приводит к разрушению сосуществующих локальных фаз, характерных для ФП первого рода.

Список использованных источников:

1. Wu F.Y. The Potts model // Rev. Mod. Phys. – 1982. – V. 54. – № 1. – P. 235–268.
2. Wu F.Y. Exactly Solved Models: A Journey in Statistical Mechanics. London: World Scientific, 2009. – 641.
3. Бэкстер Р. Точно решаемые модели в статистической механике / Пер. с англ. Е.П. Вольского, Л.И. Дайхина; Под ред. А.М. Бродского. – М.: Мир, 1985. – 486 с.
4. Ермилов А.Н. Аналитический метод исследования стохастической модели Поттса // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 1989. – Т. 20. – № 6. – С. 1479.
5. Wolff U. Collective Monte Carlo Updating for spin systems // Phys. Lett. 1989. – V. 62. – P. 361.
6. Бабаев А.Б., Муртазаев А.К. Моделирование трехкомпонентной модели Поттса на гексагональной решетке методом Монте-Карло // Физика металлов и металловедение. 2023. – Т.124. – №7. – С. 577.
7. Муртазаев А.К., Бабаев А.Б. Вычислительная физика и проблемы фазовых переходов. –М.: Физматлит, 2023. – 184 с.

УДК 538.955

Спиновые переходы в людвигите Co_2FeBO_5 под высоким давлением: ab initio исследование

Жандун В.С.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник Института физики СО РАН,
ФИЦ “КНЦ СО РАН”

Казак Н.В.

д.ф.-м. н., старший научный сотрудник Института физики СО РАН,
ФИЦ “КНЦ СО РАН”

Аннотация. *Новые оксибораты $Me_2Me'BO_5$, где Me и Me’ - переходные металлы, привлекают особое внимание как перспективные ферримагнетики [1-4]. Ферримагнетный людвигит Co_2FeBO_5 является результатом замены диамагнитных ионов Co^{3+} в людвигите Co_3BO_5 на магнитный ион Fe^{3+}, что играет решающую роль в зарядовом и магнитном балансе, определяя уникальные электронные и магнитные свойства данного соединения. В настоящей работе исследуется влияние давления на магнитные и электронные свойства людвигита Co_2FeBO_5 в рамках теории функционала плотности. Расчеты при высоком давлении показывают, что магнитные моменты Fe и Co имеют различное поведение под давлением. Давление оказывает существенное влияние на магнитное состояние атомов Co2 и Fe4, что приводит к резкому уменьшению их магнитных моментов при критическом давлении. В свою очередь магнитные моменты триады Co3-Co1-Co3 испытывают слабое монотонное уменьшение с давлением. Наряду со спиновыми переходами обнаружен коллапс энергетической щели при критическом давлении P=50 ГПа.*

Ключевые слова: *первопринципные расчеты, людвигиты, магнитные и электронные свойства, высокие давления, спин-кроссовер*

Spin-state transitions in Co_2FeBO_5 ludwigite under high pressure: an ab-initio investigation

Zhandun V.S.

PhD Sc., Senior Scientist, Institute of Physics SB RAS,
Federal Research Center “KSC SB RAS”

Kazak N.V.

Doctor of Science, Senior Scientist, Institute of Physics SB RAS, Federal Research Center “KSC SB RAS”

Annotation. *New oxyborates Me2Me'BO5, where Me and Me' are transition metals, are attracting special attention as promising ferrimagnets [1-4]. Ferrimagnetic ludwigite Co_2FeBO_5 is the result of the replacement of diamagnetic Co^{3+} ions in ludwigite Co_3BO_5 by the magnetic ion Fe^{3+}, which plays a decisive role in charge and magnetic balance, determining the unique electronic and magnetic properties of a given compound. In the present work the effect of pressure on the magnetic and electronic properties of ludwigite Co_2FeBO_5 within the framework of density functional theory was studied. Calculations at high pressure show that the magnetic moments of Fe and Co have different*

behavior under pressure. Pressure has a significant effect on the magnetic state of Co2 and Fe4 atoms, which leads to a sharp decrease in their magnetic moments at critical pressure. In turn, the magnetic moments of the Co3-Co1-Co3 triad slightly decrease monotonically with pressure. Along with spin transitions, the collapse of the energy gap was discovered at a critical pressure P=50 GPa.

Keywords: *ab initio calculations, ludwigites, magnetic and electronic properties, high pressures, spin crossover*

В настоящей работе проведено ab initio исследование возможного влияния гидростатического давления на электронные и магнитные состояния ионов Fe и Co в людвигите Co_2FeBO_5. Внешнее давление постепенно увеличивалось с шагом 10 ГПа до 100 ГПа. Анализируя зависимость магнитных моментов от давления, мы обнаружили, что в диапазоне давлений 0 < P < 50 ГПа величины магнитных моментов как атомов Co, так и Fe практически не зависят от давления (рис. 1), в интервале 50-100 ГПа поведение магнитных моментов от давления зависит от кристаллографической позиции атомов металла.

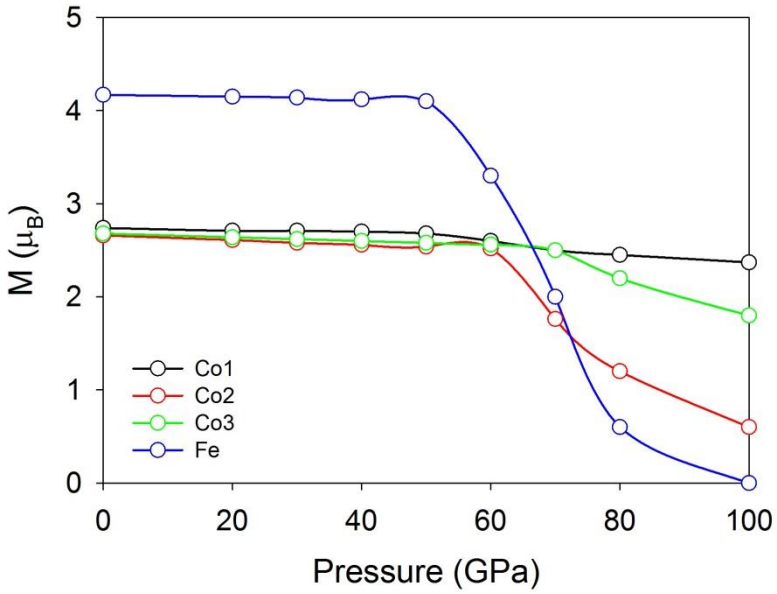


Рис. 1. Расчетные зависимости магнитных моментов от давления для узлов Co1, Co2, Co3 и Fe4.

Так, магнитный момент Co1 практически не изменяется с давлением и испытывает лишь слабое уменьшение с давлением. Поведение момента Co3 более интересно; монотонное снижение с давлением до 70-80 ГПа с последующим более резким уменьшением. Действительно, при максимальном давлении, для которого проводился расчет, магнитный момент Co3 показывает довольно большую величину m_s(Co3)=1,8 μ_B, что предполагает отсутствие спинового перехода на этом металлическом узле. Более выраженное влияние высокое давление оказывает на магнитный момент Co2, что приводит к резкому уменьшению значения при 80 ГПа, до m_s(Co3)=1,1 μ_B (рис.1). Наконец, мы обнаружили резкое влияние высокого давления на магнитный момент атома Fe4, который испытывает спиновый переход при критическом давлении. При давлении выше 50 ГПа магнитный момент железа резко падает, достигая величины m_s(Fe4)=0,6 μ_B при P=80 Гпа (рис. 1). Проведен анализ заселенности Co и Fe 3d-оболочек в зависимости от давления. Видно, что уменьшение магнитного момента во всех узлах металла связано в основном с перераспределением d-электронов между состояниями со спином вверх и вниз. Давление оказывает гораздо меньшее влияние на электронное распределение атомов Co1 и Co3. Более того, установлено, что высокое давление оказывает большее влияние на локальное окружение позиций Co2 и Fe4, приводя к резкому увеличению их локальных искажений. Наконец, мы изучили эволюцию

запрещенной зоны под давлением, где обнаружен коллапс энергетической запрещенной зоны и переход металл-изолятор при критическом давлении P=50 ГПа (рис.2).

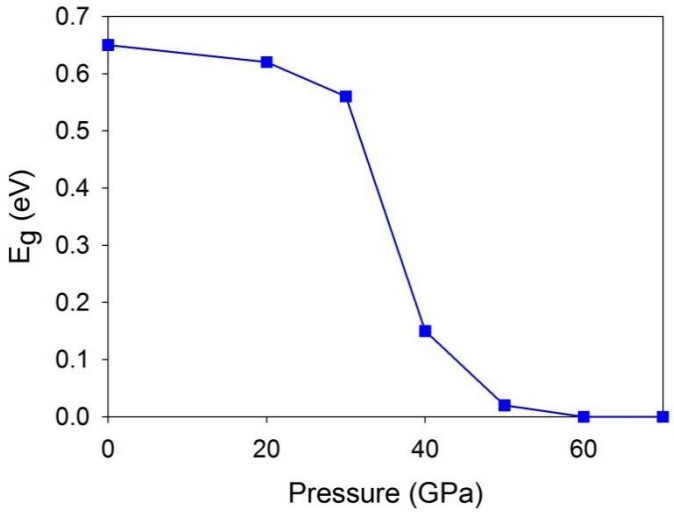


Рис. 2. Изменение ширины запрещенной зоны под давлением

Благодарности. Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-12-20012, https://rscf.ru/project/24-12-20012, Красноярского краевого фонда науки.

Список использованной литературы:

1. M. A. Continentino, J. C. Fernandes, H. A. Borges, A. Sulpice, J.-L. Tholence, J. L. Siqueira, J. B. M. da Cunha and C. A. dos Santos, Magnetic interactions in the monoclinic ludwigite $Cu_2FeO_2BO_3$// Eur. Phys. J. B, 1999, 9, 613– 618, DOI: 10.1007/s10051005080.

2. J. Schaefer and K. Bluhm, Zur Kristallstruktur von $Cu_2M(BO_3)O_2$ (M=Fe3+, Ga3+)// Z. Anorg. Allg. Chem., 1995, 621, 571–575, DOI: 10.1002/zaac.19956210414.

3. J. P. Attfield, J. F. Clarke and D. A. Perkins, Magnetic and crystal structures of iron borates//Phys. B, 1992, 180, 581– 584, DOI: 10.1016/0921-4526(92)90401-D.

4. Q. Ping, B. Xu, X. Ma, J. Tian and B. Wang, An iron oxyborate Fe_3BO_5 material as a high-performance anode for lithium-ion and sodium-ion batteries //Dalton Trans., 2019, 48(17), 5741–5748, DOI: 10.1039/C9DT00010K.

УДК 538.9

Фазовая диаграмма трехвершинной модели Поттса на ОЦК решетке

Курбанова Д.Р.

к.ф.-м.н., Институт физики ДФИЦ РАН

Муртазаев А.К.

д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, директор ДФИЦ РАН

Магомедов М.А.

к.ф.-м.н., Институт физики ДФИЦ РАН

Рамазанов М.К.

к.ф.-м.н., Институт физики ДФИЦ РАН

Аннотация. *В данной работе на основе репличного обменного алгоритма и алгоритма Ванга-Ландау метода Монте-Карло исследовано влияние конкуренции обменных взаимодействий на фазовые переходы и термодинамических свойства трехвершинной модели Поттса на объемно-центрированной кубической решетке. Построена фазовая диаграмма зависимости критической температуры от величины взаимодействия вторых ближайших соседей. Обнаружено, что учет взаимодействия вторых ближайших соседей в диапазоне* $-0.6 \leq J_2 < 0$ *приводит к фазовому расслоению. Установлены магнитные структуры основного состояния, соответствующие разным областям фазовой диаграммы.*

Ключевые слова: *фазовая диаграмма, Модель Поттса, фазовый переход, Монте-Карло*

Phase diagram 3-state potts model on the BCC lattice

Kurbanova D.R.

PhD, Institute of Physics of Daghestan Federal Research Centre of RAS

Murtazaev A.K.

Dr., cor. member RAS, director, DFRC RAS

Magomedov M.A.

PhD, Institute of Physics of Daghestan Federal Research Centre of RAS

Ramazanov M.K.

PhD, Institute of Physics of Daghestan Federal Research Centre of RAS

Annotation. *In this work, based on the replica exchange algorithm and the Wang-Landau algorithm of the Monte Carlo method, the influence of the competition of exchange interactions on phase transitions and the thermodynamic properties of the three-vertex Potts model on a body-centered cubic lattice is studied. A phase diagram of the dependence of the critical temperature on the magnitude of the interaction of the second nearest neighbors has been constructed. It was found that competition of exchange interactions in the range* $-0.6 \leq J_2 < 0$ *leads to phase separation. The magnetic structures of the ground state corresponding to different regions of the phase diagram have been established.*

Keywords: *phase diagram, Potts model, Monte-Karlo*

Фазовая диаграмма модели описывает морфологию фаз, устойчивость фаз, переходы из одной фазы в другую и соответствующие линии переходов. Модель Поттса с конкурирующими взаимодействиями в последнее время широко исследуется из-за возникновения необычных магнитных упорядочений. Основой для возникновения уникальных состояний является отсутствие или затрудненность формирования дальнего порядка. Порядок фазового перехода в модели Поттса зависит от пространственной размерности и числа состояний q.

Фазовые переходы в антиферромагнитных моделях Поттса более сложны, чем в ферромагнитных моделях, поскольку сильно зависят от микроструктуры решетки [1,2]. Отдельный интерес представляет то, что в антиферромагнитной модели Поттса плотность энтропии основного состояния остается ненулевой без фрустрации. Одним из физических примеров является спиновое стекло. Стекла Поттса обычно используют для описания большого класса анизотропных ориентационных стекол [3].

В настоящей работе на основе репличного алгоритма и алгоритма Ванга-Ландау метода Монте-Карло мы исследуем влияние конкуренции обменного взаимодействия на фазовые переходы и термодинамические свойства трехмерной антиферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина q=3 на объемно-центрированной кубической решетке [4-6].

Гамильтониан модели:

$$H = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} \cos\theta_{i,j} - J_2 \sum_{\langle\langle i,k \rangle\rangle, i \neq k} \cos\theta_{i,k} \qquad (1)$$

где J_1 и J_2 – параметры обменных взаимодействий для первых и вторых ближайших соседей, $\theta_{i,j}$, $\theta_{i,k}$ – углы между взаимодействующими спинами S_i - S_j и S_i – S_k. Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $2 \times L \times L \times L = N$, $L = 8 \div 64$.

Используя метод разности плотности энергии состояний и гистограммный анализ данных, проведен анализ порядка фазовых переходов. На рис. 1 приведена фазовая диаграмма зависимости критической температуры от величины взаимодействия вторых ближайших соседей. На диаграмме наблюдаются несколько различных фаз: частично разупорядоченная фаза (PD1), упорядоченная фаза (LS) и частично разупорядоченная фаза (PD2). При фазе PD1 слоистые структуры чередуются с разупорядоченным слоями (рис. 2(а)), т.е. часть узлов, обозначенных на рисунке зеленым и синим цветом, будут иметь случайное направление спинов, причем доля направлений спинов меняется с температурой. Учет взаимодействия вторых ближайших соседей приводит к фазовому расслоению. На диаграмме при $-0.6 \leq J_2 < 0$ наблюдается область с упорядоченными структурами – фаза LS (полосовые структуры чередуются со страйповыми (рис. 2(б)). При фазе PD2 – страйповые структуры чередуются с разупорядоченным слоями (рис. 2(в)). Анализ порядка ФП, проведённый для всего рассмотренного интервала J_2, показывает, что фазовый переход из фазы PD1 в парамагнитную фазу является переходом второго рода, а переход из фазы PD2 в парамагнитную фазу – первого рода. Установлены магнитные структуры основного состояния, соответствующие разным областям фазовой диаграммы. Беспорядок является особенностью данной системы. Показано, что учет взаимодействия вторых ближайших соседей в интервале $-0.6 \leq J_2 < 0$ приводит к упорядочению системы.

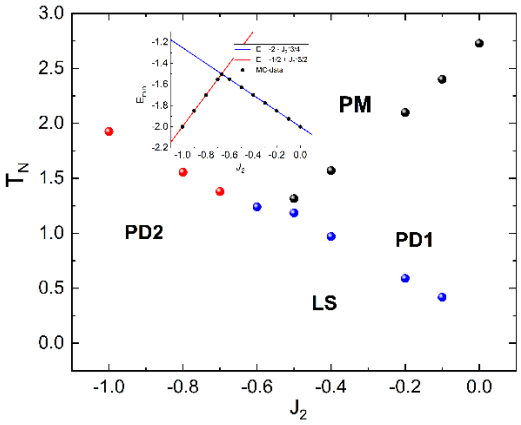
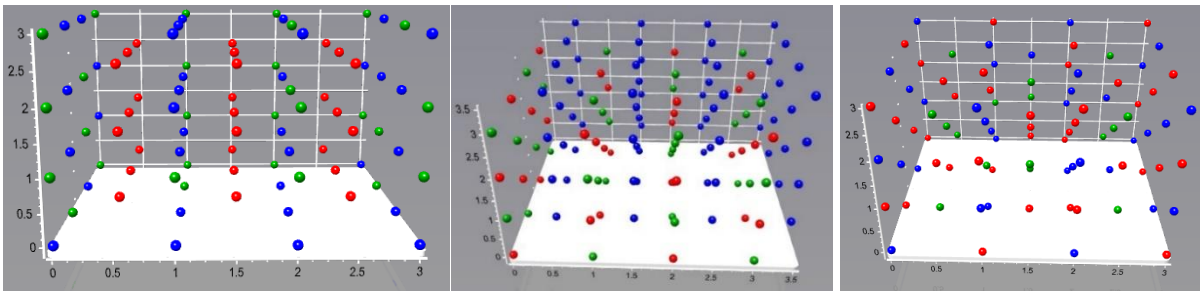


Рис. 1. Фазовая диаграмма зависимости критической температуры от J_2.



а) б) в)

Рис. 2. Магнитные структуры основного состояния, реализуемые в системе при различных значениях J_2: (а) $J_2 > -0.6$, (б) $-0.6 \leq J_2 < 0$, (в) $J_2 < -0.6$

Работа выполнена при поддержке фонда Гаджи Махачева по поддержке науки, образования и культуры.

Список использованных источников:

1. Wu F.Y., The Potts model. Rev. Mod. Phys. – 1982. – Vol. 54. – P. 235.

2. Kurbanova D.R., Murtazaev A.K., Ramazanov M.K., Magomedov M.A. Phase transitions in the four-state Potts model with competing exchange interactions: Application of the Wang-Landau algorithm // Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures. – 2023. – Vol. 140. – P. 115626.

3. Höchli U.T., Knorr K., and Loidl A. Adv. Phys. – 1990. – Vol. 39. – P. 405.

4. Курбанова Д.Р., Рамазанов М.К., Магомедов М.А., Муртазаев А.К. Антиферромагнитная модель Поттса на объемно-центрированной кубической решетке // ЖЭТФ. – 2023. – Т.163, вып. 6. – С. 816-821.

5. Wang F., Landau D.P., Efficient, multiple-range random walk algorithm to calculate the density of states. Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 864. – pp. 2050-2053.

6. Landau D.P., Wang F., A new approach to Monte Carlo simulations in statistical physics. Braz. J. Phys. – 2004, – Vol. 34. – pp. 354-362.

УДК 538.9

Влияние размытости структурного перехода 1-го рода $P6_3/mmc \leftrightarrow P_{nma}$ на магнитоструктурные свойства в $NiMn_{0.89}Cr_{0.11}Ge$

Вальков В.И.

д.ф.-м.н., проф., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Головчан А.В.

к.ф.-м.н., ст. науч. сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Грибанов И.Ф.

к.ф.-м.н., ст. науч. сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Ковалев О.Е.

мл. науч. сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Митюк В.И.

ст. науч. сотр., Научно-практич. центр НАН Беларуси по материаловедению

Аннотация. *На примере $NiMn_{0.89}Cr_{0.11}Ge$ предложен подход для описания магнитоструктурных особенностей системы $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$ в рамках концепции размытых фазовых переходов 1-го рода. В основе подхода лежит объединение двух моделей описания структурных переходов 1-го рода $hex(P6_3/mmc) \leftrightarrow orth(P_{nma})$. Микроскопическая модель точечных переходов 1-го рода используется для описания фазового состояния гомогенной среды зародыша ромбической фазы. Термодинамическая модель перераспределения зародышей обеих фаз гетерогенной среды образца под действием энтропии смешения используется для описания макроскопического фазового состояния. В рамках используемой модели дано объяснение трех типов фазовых переходов, наблюдаемых в системах со структурной неустойчивостью. Показано, что изоструктурные переходы 1-го рода могут быть барическими этапами для исходного изоструктурного перехода 2-го рода, при воздействии на образец гидростатического давления.*

Ключевые слова: *размытые структурные фазовые переходы, размытые магнитоструктурные переходы 1-го рода, гетерогенная среда, гелимагнетизм.*

The effect of the blurriness of the structural first-order transition $P6_3/mmc \leftrightarrow P_{nma}$ on the magnetostructural properties in $NiMn_{0.89}Cr_{0.11}Ge$

Val'kov V.I.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor,

Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering

Golovchan A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher,

Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering

Gribanov I.F.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher,

Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering

Kovalev O.Ye.

Junior scientist, Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering

Mitsiuk V.I.

Senior Researcher, Scientific and Practical center National Academy of Sciences of Belarus

Annotation. *Using the example of $NiMn_{0.89}Cr_{0.11}Ge$, an approach is proposed to describe the magnetostructural features of the $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$ system within the framework of the concept of*

blurred first-order phase transitions. The approach is based on the combination of two models for describing structural first-order transitions hex($P6_3/mmc$)↔orth(P_{nma}). A microscopic model of point first-order transitions is used to describe the phase state of a homogeneous environment of a orthorhombic phase nucleus. A thermodynamic model of the redistribution of the nucleus of both phases of a heterogeneous environment sample under the influence of mixing entropy is used to describe the macroscopic phase state. Within the framework of the model used, an explanation of three types of phase transitions observed in systems with structural instability is given. It is shown that isostructural first-order transitions can be baric stages for the initial isostructural second-order transition, when hydrostatic pressure is applied to the sample.

Keywords: *blurred structural phase transitions, blurred magnetostructural first-order transitions, heterogeneous environment, gelimagnetism.*

Структурные переходы из гексагонального hex($P6_3/mmc$) в ромбическое orth(P_{nma}) состояние в парамагнитной области температур системы $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$ обладают рядом характеристик, которые позволяют отнести их к парамагнитным структурным фазовым переходам 1-го рода. К таким характеристикам относятся значительное изменение удельного объема, спонтанное выделение (поглощение) тепла и большой температурный гистерезис [1]. Однако поскольку эти характеристики реализуются не скачкообразно (что, согласно Эренфесту, является необходимым условием [2]), то эти переходы можно отнести к категории размытых фазовых переходов 1-го рода [3-5]. Одним из показателей размытости парамагнитного (PM) структурного перехода PMhex($P6_3/mmc$)↔PMorth(P_{nma}) является плавное изменение содержания ромбической фазы P_{nma} в образце Iorth(T) в пределах конечного интервала характерных температур перехода. Зависимость X-Int_{orth}(T), рис.1b, определялась методом рентгенофазового анализа по изменению интенсивностей дифракционных максимумов сменяющихся фаз. При нагреве или охлаждении образца в определенных температурных интервалах наблюдается монотонное изменение X-Int_{orth}(T). Предполагается, что эти температурные интервалы определяют степень размытости структурного перехода 1-го рода PMhex($P6_3/mmc$)↔PMorth(P_{nma}).

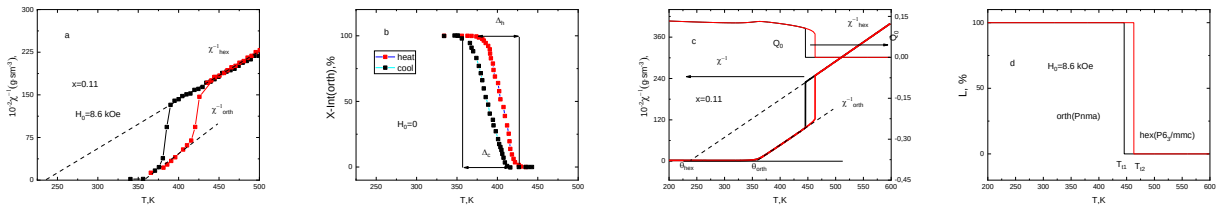


Рисунок 1. Экспериментальные (a, b) и теоретические (c, d) температурные зависимости обратной PM восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ и функции фазового состояния

На рис.1 экспериментальная зависимость X-Int_{orth}(T) для образца с x=0.11 показывает размытие перехода в пределах Δ_h=56 K при нагреве и порядка Δ_c=65 K при охлаждении. Для модели точечных переходов 1-го рода эти величины должны приближаться к нулю.

Аномальное поведение обратной парамагнитной восприимчивости и изменение фазового состояния заканчивающееся ниже парамагнитной температуры Кюри Θ_{orth} (рис.2) характерно для размытого структурного перехода 1-го рода hex($P6_3/mmc$)↔orth(P_{nma}).

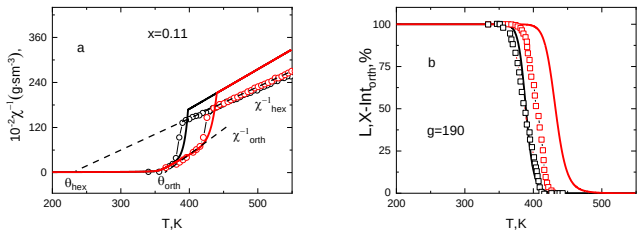


Рисунок 2. Совмещенные экспериментальные (символы) и теоретические (линии) температурные зависимости магнитоструктурных характеристик сплава с x=0.11 системы $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$ при атмосферном давлении (g-число структурных единиц в ромбическом зародыше).

Изотермические зависимости энтропии $\Delta S(T)$, рассчитанные на основе соотношения Максвелла в диапазоне изменения магнитного поля ΔH=9.7 кЭ дополняют магнитоструктурные особенности исследуемого образца. На рис.3 сопоставляются экспериментальные и теоретические зависимости удельных $M(T)$, и $\Delta S(T)$, которые дают представление о взаимосвязи магнитокалорических и магнитоструктурных особенностей системы $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$ при атмосферном давлении.

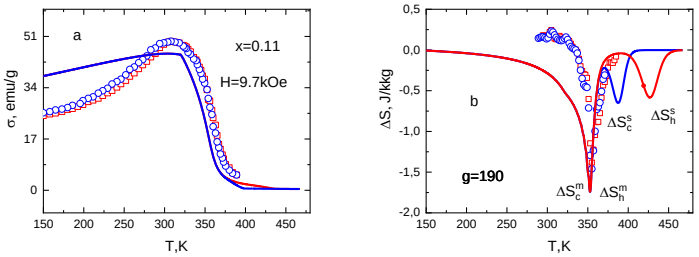


Рисунок 3. Сопоставление температурных зависимостей магнитных M(T) и магнитокалорических ΔS(T) характеристик для образца с x=0.11 системы $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$ (символы-эксперимент; линии-модель).

Как видно из рис.3, для сплавов с разнесенными структурным и магнитным переходами характерна четырехпиковая структура зависимости $\Delta S(T)$. Согласно модели, первые два низкотемпературные пика соответствуют магнитокалорическому вкладу от изоструктурного магнитного фазового перехода PMorth(P_{nma}) – HMorth(P_{nma}) в пределах ромбической фазы. Возникновение (исчезновение) этой фазы в результате размытого структурного перехода 1-го рода PMhex($P6_3/mmc$)↔PMorth(P_{nma}) может быть причиной двух высокотемпературных пиков $\Delta S(T)$, соответствующих охлаждению и нагреву. «Структурные» пики значительно меньше по величине «магнитных» пиков. Эти выводы подтверждаются совмещением теоретических магнитных, калорических и структурных характеристик, приведенных на рис.4. Здесь к структурным характеристикам относятся безразмерные параметры локального структурного порядка Q_0,.

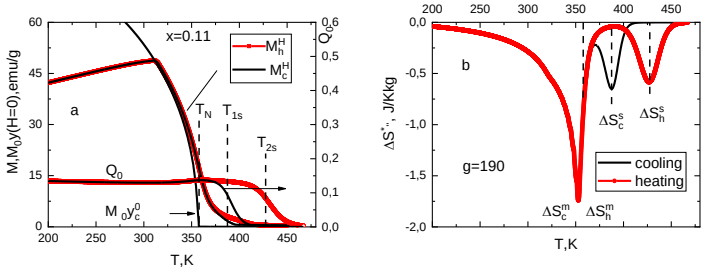


Рисунок 4. Взаимосвязь пиковой структуры ΔS(T) с магнитокалорическими и магнитоструктурными характеристиками (теория).

Как видно из рис.4 температурная область изменения параметра магнитного порядка $y^0_{c,h} \equiv y^{H=0}_{cooling,heating}$ находится в области стабильности ромбической фазы, которая лежит за пределами высокотемпературного изменения параметра структурного порядка Q_0. Поэтому низкотемпературные пики $\Delta S(T)$ соответствуют только магнитному вкладу усиленному изоструктурным переходом 2-го рода PMorth(P_{nma})↔HMorth(P_{nma}) в уже устойчивой ромбической фазе (Q_0/Q_{0max}≈1). Высокотемпературные пики находятся именно в области температурных изменений параметра структурного порядка выше температуры Нееля T_N т.е. за пределами основного изменения и параметра магнитного порядка y (H=0) и намагниченности M(H)=M_0.y(H).

Еще одной особенностью свойств системы является барическая трансформация магнитоструктурных свойств. В рамках модели размытых переходов рассмотрим ряд этапов

повышения давления до 8 кбар. Из рис.5 видно, что при p=4 кбар возникает состояние с реверсивным переходом 1-го рода и трехпиковой структурой $\Delta S(T)$. Это магнитокалорическое состояние гелимагнитной фазы аналогично магнитокалорическому ферромагнитному состоянию в образце с x=0.18 [1] при атмосферном давлении.

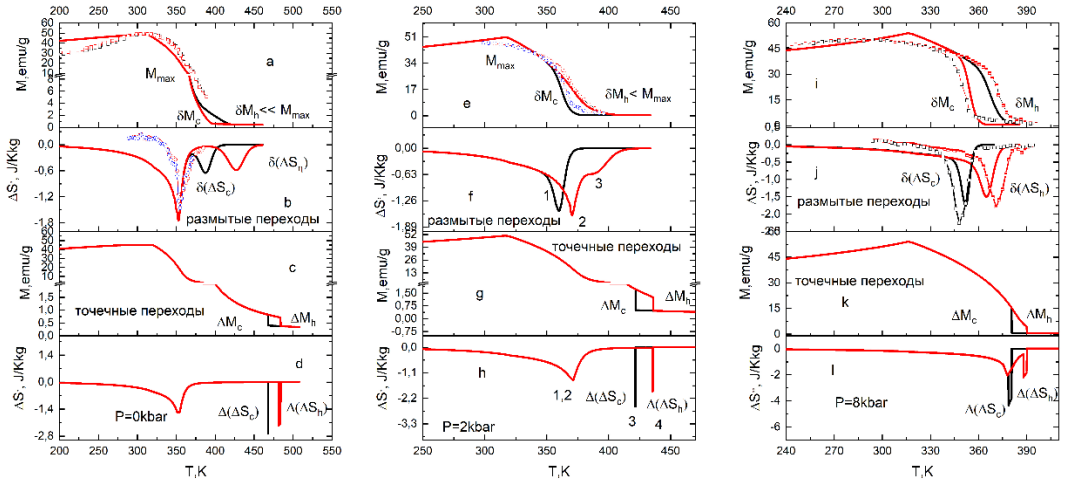


Рисунок 5. Особенности барической трансформации магнитоструктурных состояний в модели размытых и точечных переходов 1-го рода для образца с x=0.11 системы $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$ (символы – эксперимент; линии – теория).

При p=8 кбар воспроизводится магнитоструктурное состояние характерное для образца с x=0.25 [6] при p=0: при понижении (повышении) температуры реализуется размытый магнитоструктурный переход 1-го рода PMhex($P6_3/mmc$)↔FMorth(P_{nma}), двухпиковой структурой $\Delta S(T)$. При этом относительно резкое (но не скачкообразное) изменение намагниченности $\delta M_{c,h}$ в области температур размытого перехода одного порядка с ее максимальным значением.

Следует отметить, что для образца с x=0.11 основное состояние является мягкой гелимагнитной фазой HMorth(P_{nma}). Однако в поле H=9.7 кЭ признаки этого состояния начинают повляться только ниже температуры максимума намагниченности. Поэтому в магнитном поле для ряда гелимагнитных образцов можно говорить о магнитоструктурных PMhex($P6_3/mmc$)↔FMorth(P_{nma}), или изоструктурных PMorth(P_{nma}) – FMorth(P_{nma}) переходах из подмагниченного парамагнитного в ферромагнитное состояние. Эти теоретические результаты подтверждаются барическими экспериментальными исследованиями в [6].

Список использованных источников:

1. Вальков В.И., Каменев В.И., Митюк В.И., Грибанов И.Ф., Головчан А.В., Деликатная Т.Ю. Структурные особенности возникновения ферромагнитного порядка в системе $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$ // ФТТ. – 2017. – № 59. – С. 266–274.
2. Вонсовский С.В. Магнетизм. – Москва.: «НАУКА», 1971. – 1032 с.
3. Ролов Б.Н., Юркевич В.Э. Физика размытых фазовых переходов. – Ростов-на-Дону.: Изд-во Ростовскоro ун-та, 1983. – 320с.
4. Малыгин Г.А. Размытые мартенситные переходы и пластичность кристаллов с эффектом памяти формы // УФН. – 2001. – № 71. – С. 187–212.
5. Bokov A.A. Compositional order-disorder in mixed ferroelectrics // Ferroelectrics. – 1996. – № 183. – С. 65–73.
6. Вальков В.И., Грибанов И.Ф., Андрейченко Е.П., Ковалев О.Е., Митюк В.И. Формирование магнитных фазовых диаграмм в системе $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$ с разнесенными по температуре структурными и магнитными фазовыми переходами // ФТТ. – 2023. – № 65. – С. 1758–1768.

УДК 537.622.4

Фазовый переход и критическое поведение в ферромагнитной фазе Лавеса $NdRh_2$

Краснорусский В.Н.

н.с., Институт физики высоких давлений РАН

Боков А.В.

м.н.с., Институт физики высоких давлений РАН

Семено А.В.

с.н.с., к.ф.-м. н., ИФВД РАН, Институт общей физики РАН

Саламатин Д.А.

с.н.с., к.ф.-м. н., Институт физики высоких давлений РАН

Сидоров В.А.

в.н.с., к.ф.-м. н., Институт физики высоких давлений РАН

Цвященко А.В.

зав.лаб. НМСМ, к.ф.-м. н., Институт физики высоких давлений РАН

Аннотация. *Поликристаллический образец $NdRh_2$ синтезирован при высоком давлении и температуре в кубической структуре фазы Лавеса C15. В диапазоне температур $2 \leq T \leq 80$ K и магнитных полей $\mu_0 H \leq 9$ T была детально измерена намагниченность. Полученные полевые зависимости проанализированы построением Белова-Аррота и модифицированного Аррота. Обнаружены нестандартные критические показатели $\beta = 1.5$, $\gamma = 1$, $\delta = 1.7$. Обнаруженная аномалия в магнитных свойствах связывается с наличием двух магнитных подсистем – локализованного магнетизма, связанного с 4f ионами Nd и второй системы связанной с зонным магнетизмом Rh.*

Ключевые слова: *ферромагнетизм, зонный магнетизм, фаза Лавеса, синтез при высоком давлении*

Phase transition and critical behaviour in the ferromagnetic Laves phase of $NdRh_2$

Krasnorussky V. N.

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Bokov A. V.

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Semeno A. V.

PhD, HPPI RAS, Institute of General Physics, RAS

Salamatin D. A.

PhD, Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Sidorov V.A.

PhD, Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Tsvyashchenko A. V.

PhD, Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Annotation. *Polycrystalline NdRh2 samples were synthesised at high pressure and temperature in the cubic structure of the Laves C15 phase. In the temperature range $2 \le T \le 80$ K and magnetic fields $\mu_0 H \le 9$ T, the magnetisation was measured in detail. The obtained field dependences were analysed by the Belov-Arrott and modified Arrott construction. Non-standard critical indices $\beta = 1.5$, $\gamma = 1$, $\delta = 1.7$ were found. The detected anomaly in the magnetic properties is attributed to the presence of two magnetic contributions - localised magnetism associated with 4f Nd ions and the second associated with Rh zone magnetism.*

Keywords: *ferromagnetism, itinerant magnetism, Laves phase, high-pressure synthesis*

Магнитные свойства интерметаллических соединений редкой земли (R) с переходным 3d металлом (M) по-прежнему активно исследуются. Помимо интересных физических свойств данные соединения имеют различные технические приложения, такие как постоянные магниты, магнитострикционные устройства, материал для хранения водорода и т.п. Интересные свойства RM соединений являются следствием наличия в соединении как 4f так и 3d атомов. Фазы Лавеса являются одним из наиболее распространенных двойных соединений типа AB_2. С точки зрения фундаментальных исследований эти материалы интересны тем, что представляют собой почти идеальную модельную систему.

При высоком давлении и температуре из исходных компонент Nd и Rh в камере типа «тороид» в ИФВД РАН синтезирован $NdRh_2$ в кубической структуре C15 ($MgCu_2$ – тип). Состав и структура были подтверждены путем рентгенофазового анализа. На вибрационном магнитометре установки PPMS Quantum Design в ИФВД РАН была детально измерена намагниченность полученных образцов в диапазоне магнитных полей $0 \le \mu_0 H \le 9$ *T* и температур $2 \le T \le 80$ K. Полученные полевые зависимости намагниченности $M(\mu_0 H)$ (панель a), а также температурная зависимость спонтанной намагниченности $M_S(T)$ (панель b) определенные на формульную единицу (f.u.) представлены на рис. 1.

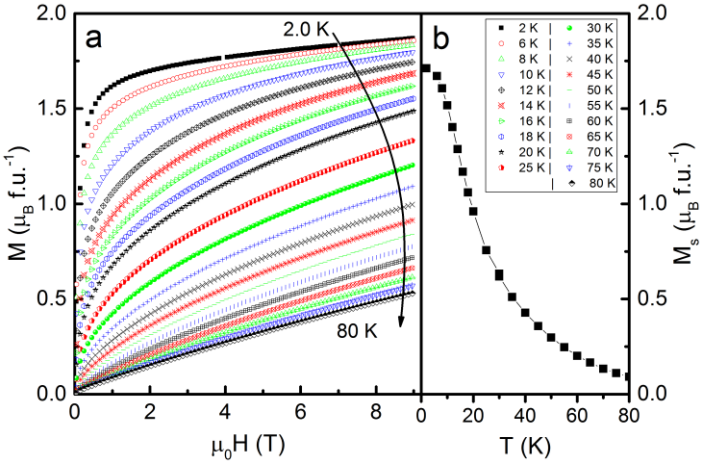


Рис. 6 Полевые зависимости намагниченности (панель a) $M(\mu_0 H)$ *для ряда температур в диапазоне* $2 \le T \le 80$ *K и температурная зависимость спонтанной намагниченности* $M_S(T)$ *(панель b) образца* $NdRh_2$.

Хорошо известно [1], что спонтанная намагниченность ферромагнетика (ФМ) благодаря возбуждению спиновых волн с ростом *T* спадает по Блоховскому закону $(T)^{3/2}$. В случае $NdRh_2$ как видно из Рис.1 (B) такое поведения не происходит. Возможно, наблюдаемое плавное спадание намагниченности при $T > 20$ K и к тому же с кривизной противоположной стандартной, связано с каким-либо дополнительным магнитным вкладом, маскирующим возбуждение спиновых волн с ростом температуры.

В литературе $NdRh_2$ упомянут [2] как ФМ с $T_C = 6$ K. Для определения температуры перехода было выполнено построение Белова-Аррота, которое в случае ФМ в больших полях, превышающих поле реориентации доменов, дает прямые параллельные линии в

координатах $M^2(H/M)$, и при $T = T_C$ прямая линия проходит через начало координат. Данное построение приведено на Рис.2 (левая панель) и из него следует, что $T_C \sim 18$ K.

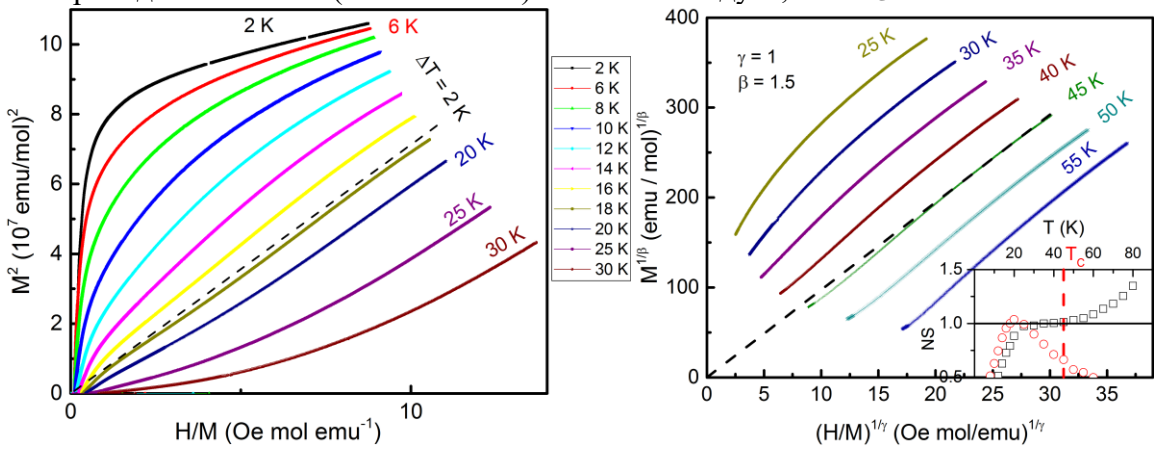


Рис. 2 Построение Белова-Аррота (левая панель) и модифицированное Аррота (правая панель) для $NdRh_2$. На вставке приведены нормализованные температурные зависимости наклона построенных в координатах Белова-Аррота (красная зависимость) и модифицированного Аррота (черная зависимость). Пунктирные прямые линии построены из начала координат вблизи T_C в качестве ориентира для глаз.

Критическое поведение магнитной системы вблизи фазового перехода второго рода характеризуется критическими экспонентами β, γ и δ, которые описывают поведение спонтанной намагниченности, восприимчивости и зависимости намагниченности от поля при $T \sim T_C$. В результате был проведен анализ в рамках модифицированного построения Аррота по методике, представленной в [3]. А именно, начиная с построения Белова–Аррота, методом итераций были уточнены коэффициенты β и γ при которых в координатах $M^{1/\beta}(H/M)^{1/\gamma}$ наблюдается паралельное поведение зависимостей в больших полях. При итерациях также происходил выбор T_C. Таким образом, были найдены коэффициенты, которые отличаются от представления среднего поля и представленные построением Белова-Аррота, когда β = 1/2 и γ = 1. Для модифицированного построения наиболее подходящими являются критические индексы β = 3/2 и γ = 1 (см. Рис. 2 правая панель), при этом температура перехода также изменилась и составляет $T_{C2} \sim 46$ K. Данное значение коррелирует с появлением особенности на температурной зависимости магнитной восприимчивости (здесь не представлена).

Для определения качества произведенных построений был проведен их дополнительный анализ в рамках определения и построения T зависимости наклона кривых. На вставке правой панели рис.2 приведены нормализованные температурные зависимости наклона кривых, построенных в координатах Белова-Аррота (красная кривая) и модифицированного Аррота (черная кривая). Видно, что действительно в обоих случаях есть область температур вблизи критической, где наблюдается слабое изменение с T наклона полевых зависимостей в соответствующих координатах, что указывает на правильность выбора критических индексов. Отметим, что в случае модифицированного закона эта область существенно шире, что указывает на то, что модифицированное построение лучше отражает критическое поведение по сравнению с построением Белова-Аррота. Также отметим, что при переходе от построения Белова-Аррота к модифицированному построению Аррота изменился и характер поведения наклона – более привычное: сначала растущий, затем падающий, сменился на растущий, плато и затем – растущий далее. Кроме этого, величина критического индекса β также не соответствует каким-либо известным теоретическим представлениям.

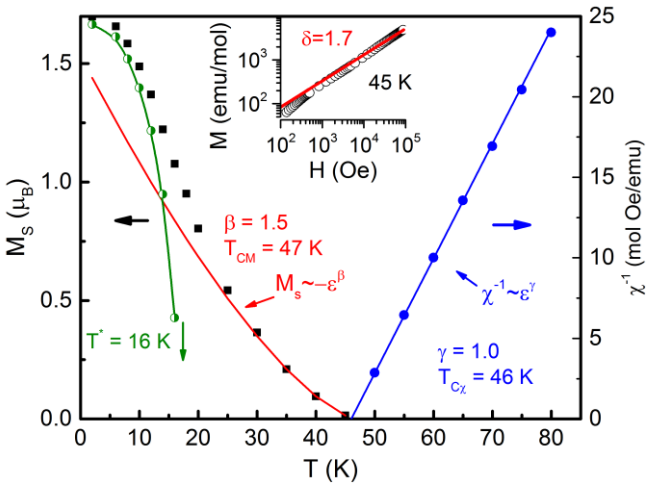


Рис. 3 Температурные зависимости спонтанной намагниченности $M_S(T)$ (левая шкала) и обратной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ (правая), определенные из модифицированного построения Аррота, степенные зависимости с $\beta = 3/2$ и $\gamma = 1$ показаны сплошными линиями. $M_S(T)$ определенная из построения Белова-Аррота – зеленые точки (линия – ориентир для глаз). На вставке показана M(H) при T = 45 K и красная линия – степенная зависимость $M \sim H^{1/\delta}$, где $\delta = 1.7$.

На рис. 3 представлены температурные зависимости, определенные из модифицированного построения Аррота, спонтанной намагниченности $M_S(T)$ и обратной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ – черные и синие точки соответственно. Красная и синяя линии демонстрируют степенное поведение этих зависимостей с индексами $\beta = 3/2$ и $\gamma = 1$. Видно, что они действительно хорошо описывают данные вблизи $T_{C2} = 46$ K. Наклон $\chi^{-1}(T)$ соответствует эффективному моменту $\mu_{eff} = 3.4\ \mu_B$, что слегка меньше теоретического значения μ_{eff} иона Nd^{3+} ($3.6\ \mu_B$). Дополнительным критерием правильности выбора критических коэффициентов является определение критического индекса δ из соотношения Видома $\gamma = \beta(\delta-1)$ (здесь $\delta = 1.7$). На вставке рис. 3 представлены экспериментальные данные $M(H)$ при T вблизи T_{C2} (точки) и прямая линия $M \sim H^{1/\delta}$ где $\delta = 1.7$ (красная прямая), видно хорошее описание экспериментальных данных степенным законом. $M_S(T)$ определенная из построения Белова-Аррота представлена зелеными точками на рис. 3. Эта зависимость хорошо описывает низкотемпературный участок (T < 15 K) поведения экспериментальной зависимости спонтанной намагниченности $M_S(T)$. Как видно из рис. 3 с повышением T наблюдается кроссовер к степенной зависимости с показателем $\beta = 3/2$.

Таким образом, можем отметить несовместное с каким-либо известным теоретическим представлением поведения спонтанной намагниченности $M_S(T)$ в $NdRh_2$ – кроссовером при 20 K и нестандартным критическими показателями β и δ. При этом $\gamma = 1$, что соответствует модели среднего поля. По-видимому, такое поведение указывает на конкуренцию нескольких магнитных взаимодействий, а именно локализованного магнетизма 4f от Nd и зонного магнетизма 4d-зон Rh. При низких температурах магнитное поведение в основном определяется магнетизмом 4f электронов, с ростом температуры дальний порядок 4f спадает плавно благодаря подмагничиванию через 4d зону Rh.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 22-12-00008.

Список использованной литературы:

1. F. Keffer in Handbuch der Physik, Vol. XVIII/2, edited by S. Flugge (Springer, Berlin, 1966).
2. Интерметаллические соединения редкоземельных металлов / К. Тейлор – М.:Мир, 1974.
3. M. Chattopadhyay, P. Arora and S. Roy // J.Phys.Cond.Matt. – 2009 – 21 – 296003.

УДК 537.638.5

Структура и магнитные свойства средне- и высокоэнтропийных сплавов редкоземельных металлов и их гидридов

Панкратов Н.Ю.

к.ф.-м. н., ст.преп. кафедры ОФиФКС, физический ф-тет, МГУ имени М.В. Ломоносова

Крот П.В.

аспирант, химический ф-тет, МГУ имени М.В. Ломоносова

Вербецкий В.Н.

д.х.н., в.н.с. кафедры ХТиНМ, химический ф-тет, МГУ имени М.В. Ломоносова

Терёшина И.С.

д.ф.-м. н., в.н.с. кафедры ФТТ, физический ф-тет, МГУ имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *В данной работе исследуется структурные, магнитные и магнитотепловые свойства средне- и высоко-энтропийном редкоземельных сплавов на основе Gd, Tb, Dy, Ho и Y, а также их гидриды, в области магнитных фазовых переходов, наблюдаемых в широком температурном интервале. Получены полевые и температурные зависимости величины МКЭ в полях до 18 кЭ в температурном интервале 80-230 K и определена хладоёмкость материалов. Установлено, что внедрение водорода (при его небольших концентрациях) и сложные многокомпонентные эквиатомные замещения в редкоземельных сплавах приводит к вырастанию хладоемкости, что играет важную в повышении производительности магнитных твердотельных холодильных устройств.*

Ключевые слова: *магнитокалорический эффект, магнитные фазовые переходы, редкоземельные металлы, средне- и высоко-энтропийные сплавы.*

Structural and magnetic properties of medium- and high-entropy alloys and hydrides of of rare-earth elements

Pankratov N.Yu.

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Krot P.V.

Faculty of Chemistry, Lomonosov Moscow State University

Verbetsky V.N.

Faculty of Chemistry, Lomonosov Moscow State University

Tereshina I.S.

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation: *Structural, magnetic and magnetothermal properties of medium- and high-entropy rare-earth alloys based on Gd, Tb, Dy, Ho and Y, as well as their hydrides, in the region of magnetic phase transitions observed in a wide temperature range were studied. The field and temperature dependencies of the values of magnetocaloric effects in fields up to 18 kOe in the temperature range 80-230 K were obtained. The thermal capacity of the materials was calculated. It was established that the introduction of hydrogen atoms (at low concentrations) and multicomponent equiatomic substitutions in rare-earth alloys leads to an increase in thermal capacity, which is important to increasing the performance of magnetic refrigerationdevices.*

Keywords: *magnetocaloric effect, magnetic phase transitions, rare-earth, medium-entropy alloys.*

Водородная энергетика представляет собой перспективную альтернативу традиционной энергетике. Прогресс в развитии водородной энергетики в значительной степени обусловлен созданием эффективных методов получения водорода, его безопасным использованием и хранением [1]. Редкоземельные металлы активно взаимодействуют с водородом, а их гидриды представляют особый интерес для современного развития водородной энергетики и транспорта. В настоящее время многокомпонентные сплавы, которые относятся к категории средне- и высокоэнтропийных, являются объектами с особым набором физико-химических свойств. Способность средне- и высокоэнтропийных сплавов сохранять структуру исходных компонентов открывает для них такую возможность, как получение в результате процедуры наводораживания новых материалов с широким спектром функциональных свойств, перспективных для создания на их основе высокоэффективных устройств для водородной энергетики [1-5]. Целью данной работы явилось получение и комплексное экспериментальное исследование структурных и магнитных свойств средне- и высокоэнтропийных редкоземельных сплавов и их гидрированных аналогов.

В работе был проведен синтез сплавов редкоземельных металлов (РЗМ), представляющих собой различные комбинации элементов La, Ce, Gd, Tb, Dy, Ho и Y в соотношениях, близких к эквиатомному. После подготовки шихты из исходных редкоземельных элементов (чистотой не менее 99.9 масс.%) проводился синтез сплавов в электродуговой печи. Затем сплавы подвергались высокотемпературному отжигу (при температуре 900 °C, продолжительностью несколько часов). Для определения структурных параметров сплавов изучена морфология поверхности при помощи сканирующей электронной микроскопии (SEM) на микроскопе LEO EVO 50 XVP™, уточнен элементный и фазовый состав посредством энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) и рентгенофазового анализа (XRD) на дифрактометре ARLX'TRA™. Для получения гидридов, а также для дальнейших исследований были отобраны образцы, в которых содержание основной фазы составляло более 90%. Гидриды с различным содержанием водорода были получены на установке типа Сиверста. Количество поглощенного водорода было определено путем измерения изменения давления в камере реактора после завершения реакции. Исследования магнитных свойств проводились на стандартном оборудовании в широком интервале температур (77-300 K) в магнитных полях до 18 кЭ.

Для отобранных образцов был выполнен термомагнитный анализ с целью определения температур магнитных фазовых переходов, включая температуру перехода из магнитоупорядоченного в магнитонеупорядоченное состояние. Поскольку среди используемых РЗЭ самой высокой температурой обладает гадолиний (T_C = 292 K), то все исследуемые образцы демонстрировали температуру Кюри (Нееля), в области температур T_C < 220 K. Следует отметить, что анализ температурных зависимостей намагниченности, измеренных в слабых магнитных полях, позволил выявить также особенности на кривых σ(T), связанные с наличием спин-переориентационных фазовых переходов.

Известно, что редкоземельные металлы способны демонстрировать значительный по величине магнитокалорический эффект (МКЭ) в области магнитных фазовых переходов [6-8]. Именно поэтому следующим этапом данной работы явилась оценка МКЭ как прямым, так и косвенным методом. Изменение энтропии было рассчитано из соотношения Максвелла путем интегрирования полевых зависимостей намагниченности, измеренных в магнитном поле от 0 до 18 кЭ в интервале температур 100 - 250 K через каждые 5 K. Получены температурные зависимости величины МКЭ в различных полях и определена хладоёмкость материала.

Установлено, что в средне- и высокоэнтропийных сплавах РЗМ наблюдается значительное увеличение (в 1.5 – 2 раза) хладоемкости по сравнению с отдельными РЗМ (Gd, Tb, Dy и Ho). Показано, что увеличение хладоемкости наблюдается при введении водорода. Найдено, что количество водорода, внедрённого в кристаллическую решетку исходных

сплавов, оказывает сильное влияние на их магнитные характеристики. При малом содержании водорода x < 0.3 Н атом/ф.е. величина МКЭ сохраняет высокое значение сравнимое с МКЭ для исходного состава. При дальнейшем возрастании концентрации водорода величина МКЭ плавно снижается.

Выполненное исследование вносит вклад в стратегический поиск новых материалов среди средне- и высоко-энтропийных сплавов, которые сыграют важную роль в значительном повышении производительности магнитных твердотельных холодильных устройств на основе магнитокалорического эффекта.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-12-00038.

Список использованной литературы:

1. J.Y. Law, V. Franco. Review on magnetocaloric high-entropy alloys: Design and analysis methods // Journal of Materials Research 2023 – 38 - 37–51.
2. S.F. Lu, L. Ma, J. Wang et al. Effect of configuration entropy on magnetocaloric effect of rare earth high-entropy alloy // J. Alloys Comp. - 2021- 874 - 159918.
3. S. Uporov, E. Sterkhov, I. Balyakin. Magnetocaloric Effect in ScGdHo Medium-Entropy Alloy // J. Supercond. Nov. Magn. - 2022 – 35 - 1539–1545.
4. J. Luznik, P. Luznik, S. Vrtnik et al. Complex magnetism of Ho-Dy-Y-Gd-Tb hexagonal high-entropy alloy // Phys. Rev. B 2015 – 92 — 224201.
5. R. Soler, A. Evirgen, M. Yao et al. Microstructural and mechanical characterization of an equiatomic YGdTbDyHo high entropy alloy with hexagonal close-packed structure // Acta Materialia, – 2018 – 156 – 86-96.
6. S. Vrtnik, J. Lužnik, P. Koželj et al. Disordered ferromagnetic state in the Ce-Gd-Tb-Dy-Ho hexagonal high-entropy alloy // J. Alloys Comp. 2018 – 742 – 877-886.
7. W.H. Zhu, L. Ma, M.F. He et al. Magnetic properties and magnetocaloric effect of GdTbHoEr-based high-entropy alloy ribbons // J Mater Sci: Mater Electron 2022 - 33 - 25930–25938.
8. S.A. Uporov, S. Kh Estemirova, E.V. Sterkhov et al. Magnetocaloric effect in ScGdTbDyHo high-entropy alloy: Impact of synthesis route // Intermetallics, 2022 – 151 – 107678.

УДК 538.214

Магнитные свойства сплавов системы Ni-Mn-Co-Ga при высоких температурах

Кувандиков О.К.

д.ф.-м. н., профессор кафедры общей физики СамГУ

Хамраев Н.С.

к.ф.-м. н., доцент кафедры общей физики СамГУ

Ражабов Р.М.

к.ф.-м. н., доцент кафедры общей физики СамГУ

Аннотация. *Исследованы магнитная восприимчивость сплавов системы Ni-Mn-Co-Ga в парамагнитном состоянии до температур 1000 ºС. Из экспериментальных данных рассчитаны основные магнитные характеристики: постоянные Кюри, парамагнитные температуры Кюри* θ_P *и магнитные моменты* μ_Φ*, соответствующие химической формуле соединений. Показано, что в изученных сплавах температурная зависимость магнитной восприимчивость подчиняется линейному закону Кюри-Вейсса.*

Ключевые слова: *магнитная восприимчивость, температура Кюри, магнитный момент*

Magnetic properties of alloys of the Ni-Mn-Co-Ga system at high temperatures

Kuvandikov O.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of physics, Samarkand state University

Hamrayev N.S.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of physics, Samarkand state University

Razhabov R.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of physics, Samarkand state University

Annotation. *The magnetic susceptibility of alloys of the Ni-Mn-Co-Ga system in a paramagnetic state up to temperatures of 1000 ºC has been studied. From the experimental data, the main magnetic characteristics were calculated: Curie constants, paramagnetic Curie temperatures and magnetic moments corresponding to the chemical formula of the compounds. It was shown that in the studied alloys the temperature dependence of magnetic susceptibility obeys the linear Curie-Weiss law.*

Keywords: *magnetic susceptibility, Curie temperature, magnetic moment*

В физике конденсированного состояния редко встречаются материалы, которые испытывают сильные изменения структурных, магнитных, транспортных и других свойств под действием умеренного внешнего магнитного поля при высоких температурах. Такими уникальными материалами являются сплавы Гейслера, исследуемые в настоящей работе. Они вызывают значительный интерес в силу разнообразия проявляемых практически важных свойств, например, таких как магнитный восприимчивость, намагниченность, аномальный эффект Холла, гигантский магнитокалорический эффект, обменное смещение, метамагнетизм, магнитоупругость и др [1-3]. Вышеперечисленные свойства представляют собой перспективу

для практического применения.

В данной работе приводится экспериментальные результаты по температурным зависимостям магнитной восприимчивости χ(T) сплавов системы Ni-Mn-Co-Ga. Зависимость χ(T) исследуемых образцов измеряли относительным методом Фарадея с помощью высокотемпературных маятниковых весов в избыточной атмосфере очищенного гелия. Максимальная относительная ошибка измерения магнитной восприимчивости χ не превышала 3%. Экспериментальные зависимости χ(T) и χ^{-1}(T) изученных сплавов соответственно представлено на рис.1 и 2. Тщательный анализ этих рисунков показывает, что χ всех изученных образцов уменьшается с увеличением их температуры (рис.1). Все зависимости χ^{-1}(T) имеют один излом и два линейных участка (рис. 2).

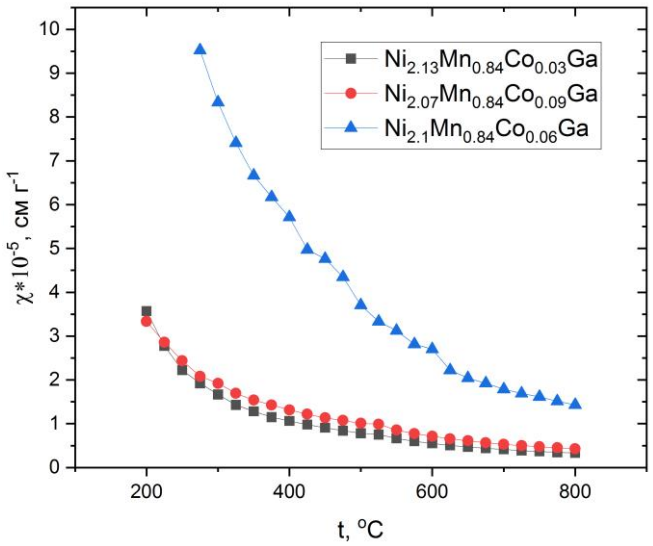


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости χ(T) сплавов системы Ni-Mn-Co-Ga.

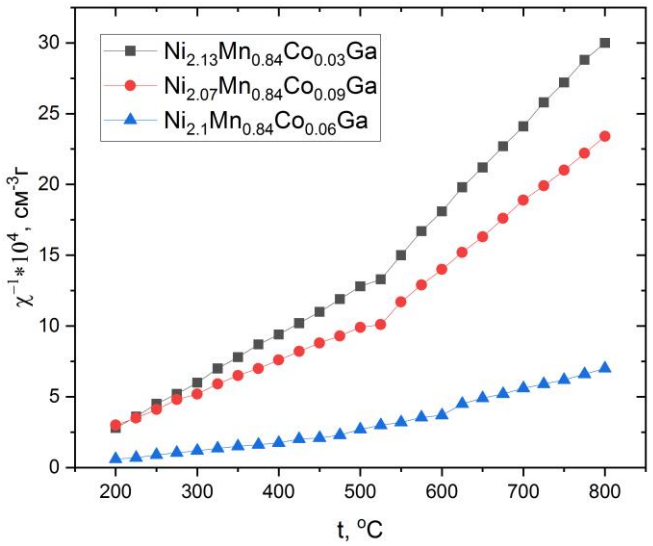


Рис. 2. Температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости χ(T) сплавов системы Ni-Mn-Co-Ga.

Эти изломы наблюдаются для $Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$ при 525 ^{0}C, для $Ni_{2.07}Mn_{0.8}Co_{0.09}Ga$ при 515 ^{0}C, и для $Ni_{2.1}Mn_{0.84}Co_{0.06}Ga$ 615^{0}C. Изломы на зависимости $\chi^{-1}(T)$ при температурах 525^{0}C, 515^{0}C и 615^{0}C можно объяснить структурными (полиморфными) превращениями, производящимися в кристаллической решетке изученных образцов при этих температурах. Эти переходы своеобразно отражаются в виде резкого увеличения на зависимостях $\chi^{-1}(T)$ изученных образцов. Линейный характер участки зависимости $\chi^{-1}(T)$ свидетельствуют о том, что зависимости $\chi(T)$ изученных образцов в интервалах температур для $Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$ 90-525 ^{0}C и 525-800^{0}C, для $Ni_{2.07}Mn_{0.8}Co_{0.09}Ga$ 60-515^{0}C и 515-800^{0}C и для $Ni_{2.1}Mn_{0.84}Co_{0.06}Ga$ 200-600^{0}C и 600-800^{0}C подчиняются линейному закону Кюри-Вейсса: $\chi = C/T - \theta_p$, где C – постоянная Кюри-Вейсса, θ_p –парамагнитная температура Кюри. Подобное изменение магнитной восприимчивости обнаруживается в работе [7-9]. Обработкой методом наименьших квадратов, экспериментальных зависимостей $\chi^{-1}(T)$ изученных образцов определены парамагнитные температуры Кюри θ_P и магнитные моменты $\mu_Ф$, соответствующие химической формуле соединений $\mu_Ф = 2{,}83\sqrt{CM}\,\mu_Б$, где M – молярная масса образца. Результаты расчетов приведены в таблице.

Таблица.

Образец	Интервал температуры, °C	θ_p, [K]	$C*10^{-4}$, [см^3·К·г$^{-1}$]	$\mu_ф$, [$\mu_Б$]
$Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$	110-520	348	28.49	2.35
	520-800	547	21.16	2.03
$Ni_{2.07}Mn_{0.84}Co_{0.09}Ga$	120-800	352	42.94	2.89
	520-800	563	28.44	2.35
$Ni_{2.1}Mn_{0.84}Co_{0.06}Ga$	200-600	373	89.79	4.17
	615-800	431	76.13	3.85

Анализ данных в таблице показывает, что значение магнитного момента для изученных соединений меньше по сравнению с значением магнитного момента чистого марганца.

Список использованной литературы:

1. Коуров Н.И., Марченков В.В., Королев А.В. и др.// Физика твердого тела. – 2015– том 57, вып.4. – стр. 684–691.
2. Дробосюк М.О., Файзуллин Р.Р., Бучельников В.Д., Таскаев С.В., Фазлитдинова А.Г. Магнитные свойства четырёхкомпонентных сплавов Ni-Co-Mn-Sn // Вестник Челябинского государственного университета. 2015. № 22 (377). Физика. – Вып. 21. – С. 42–45.
3. Dubenko I., Oli A., Duncan J., Granovsky A., Razhabov R., Hill M., Koshkid'ko Yu, Stadler S., Talapatra S., Ali N. Magnetic properties of B doped Mn-Ga-C based alloys// Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2023 – том 587 – 171505
4. Kuvandikov O.K., Hamraev N.S., Razhabov R.M., Eshkulov A.A., Turdibekov I. Correlation Between Kinetic and Magnetic Properties of Intermetallic Compounds of Gd−In System in Paramagnetic Region.//Russian Physics Journal. –2022. – 65(1) – c. 1–6
5. Kuvandikov O.K., Hamraev N.S., Razhabov R.M., Éshkulov A.A. Estimation of the effective parameter of spinorbital interaction of electrons in intermetallic Er-In system compounds from the kinetic and magnetic properties// Russian Physics Journal. – 2012–54(12) – c. 1384–1388.

УДК 539.955

Структура и локальные магнитные состояния атомов железа в фазах Лавеса $Ca(Co_{1-x}Fe_x)_2$ (x = 0.01 − 0.25)

Покатилов В.С.

д.ф.м.н., в.н.с., Институт перспективных технологий и индустриального программирования РТУ МИРЭА; Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Русаков В.С.

д.ф.м.н., профессор, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Гапочка А.М.

к.ф.м.н., н.с, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Кубрин С.П.

д.ф.м.н., в.н.с., Научно-исследовательский институт Физики ЮФУ

Сигов А.С.

д.ф.м.н., зав. кафедрой Институт перспективных технологий и индустриального программирования РТУ МИРЭА

Боков А.В.

м.н.с. Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Магницкая М.В.

к.ф.м.н., с.н.с., Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Цвященко А.В.

к.ф.м.н., в.н.с., Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Аннотация: *Работа посвящена исследованию кристаллической структуры, фазового состояния, локальной атомной и магнитной структуры интерметаллической системы $Ca(Co_{1-x}Fe_x)_2$ (x = 0.01 − 0.25) методами рентгенографии и мессбауэровской спектроскопии при 295 и 87 К. Выполнены первопринципные расчеты сверхтонких взаимодействий, согласующиеся с экспериментом.*

Ключевые слова: *фазы Лавеса, рентгенография, мессбауэровская спектроскопия, сверхтонкие параметры.*

Structure and local magnetic states of iron atoms in Laves phases $Ca(Co_{1-x}Fe_x)_2$ (x=0.01− 0.25)

Pokatilov V.S.

Dr.Sc, Leading Researcher, Institute of Advanced Technologies and Industrial Programming of RTU MIREA; Vereshchagin Institute of High Pressure Physics of the Russian Academy of Sciences

Rusakov V.S.

Dr.Sc, Professor, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Gapochka A.M.

Ph.D., Associate Professor, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Kubrin S.P.

Dr.Sc, Leading Researcher, Research Institute of Physics Southern Federal University

Bokov A.V.

Junior Researcher, L.F. Vereshchagin Institute of High Pressure Physics of the Russian Academy of Sciences

Magnitskaya M.V.

Ph.D., Senior Researcher, L.F. Vereshchagin Institute of High Pressure Physics of the Russian Academy of Sciences

Tsvyashchenko A.V.

Ph.D., Senior Researcher, L.F. Vereshchagin Institute of Hig Pressure Physics of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *The work is devoted to the study of the crystal structure, phase state, local atomic and magnetic structure of the intermetallic $Ca(Co_{1-x}Fe_x)_2$ ($x = 0.01 - 0.25$) system by X-ray and Mössbauer spectroscopy at 295 and 15K.*

Keywords*: Laves phases, X-ray diffraction, Mössbauer spectroscopy, hyperfine parameters*

Синтез образцов проводился под давлением 8 ГПа и подробно описан в [1]. Кристаллическая структура образцов системы $Ca(Co_{1-x}Fe_x)_2$ ($x = 0.01 - 0.25$) исследовалась методом порошковой рентгеновской дифрактометрии на дифрактометре MiniFlex 600 с использованием CuK_α-излучения с длиной волны $\lambda = 1{,}54$ Å. Фазовый анализ проводился с помощью программы SmartLab Studio II (Rigaku Corporation) и базы данных PDF-2. Мессбауэровские спектры ядер ^{57}Fe снимались при температуре 295 и 15 К в геометрии поглощения на спектрометре MS1104Em (НИИ физики, г. Ростов-на-Дону). Обработка спектров осуществлялась методом модельной расшифровки с помощью программы SpectrRelax [2].

Рентгенографические исследования показали, что в системе $Ca(Co_{1-x}Fe_x)_2$ ($x = 0.01 - 0.25$) образуются три фазы: кубическая фаза Лавеса с пространственной группой $O_h^7 - Fd3m$ и примесные фазы (гексагональная фаза α-Co(Fe) и кубическая фаза α-Fe(Co)). Параметр решетки фазы Лавеса a слегка увеличивается при росте x от $a = 7.41$ Å (x = 0.00 [1]), до 7.45 Å (x = 0.01) и 7.50 Å (x = 0.25).

Обнаружено, что при росте x доля фазы Лавеса уменьшается от ~90% (x = 0.01) до ~25% при (x = 0.25). Атомы железа в структуре фазы Лавеса расположены в кристаллографически эквивалентных позициях 16(d) – в вершинах тетраэдров (точечная симметрия $\bar{3}m$) с инверсионными осями симметрии третьего порядка в направлениях [111], $[\bar{1}\bar{1}1]$, $[1\bar{1}\bar{1}]$ и $[\bar{1}1\bar{1}]$. Обработка экспериментальных спектров осуществлялась методом наименьших квадратов с помощью программы SpectrRelax [3] в рамках тензорного подхода к описанию анизотропии сверхтонких магнитных взаимодействий ядер ^{57}Fe в соединениях RFe$_2$ с кубической структурой C15 [4]. В результате удалось найти оптимальные значения интересующих нас параметров сверхтонких взаимодействий (СТВ): изомерного сдвига δ, константы квадрупольного взаимодействия e^2qQ, изотропного A_{is} и анизотропного A_{an} сверхтонких полей в области расположения ядра, а также азимутального φ и полярного ϑ углов, задающих направление оси легкого намагничивания относительно кристаллографических осей. Параметры СТВ для фазы Лавеса $Ca(Co_{0.99}Fe_{0.01})_2$ при температурах 293 К и 15 К. представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры сверхтонких взаимодействий

T (K)	δ (mm/s)	e^2qQ (mm/s)	φ (°)	ϑ (°)	A_{is} (kOe)	A_{an} (kOe)
293	–0.058(2)	–2.138(11)	30.0(4)	24.7(2)	197.9(2)	7.1(2)
15	0.063(2)	–2.286(15)	33.9(11)	18.9(3)	231.5(2)	8.7(2)

Расчеты электронных и магнитных свойств $Ca(Co_{1-x}Fe_x)_2$ (x = 0.01) проводились в рамках теории функционала электронной плотности методом присоединенных плоских волн (APW+lo), реализованным в пакете WIEN2k с полулокальным приближением PBE-GGA [1] для обменно-корреляционного функционала (таб. 2).

Таблица 2. Расчеты электронных и магнитных свойств $Ca(Co_{1-x}Fe_x)_2$ (x = 0.01)

Атом	$\|V_{zz}\|$ (10^{17} V/cm^2)	η	μ_{at}, μ_B	A_{is} (kOe)
Fe	4.87	0.07	2.01	181.5

Изотропное сверхтонкое магнитное поле (ИСТМП) A_{is} на ядрах ^{57}Fe в $Ca(Co_{0.99}Fe_{0.01})_2$ при 15 К A_{is} = –231,5 kOe и при 295 К A_{is} = –197.9 kOe. Оценены вклады в сверхтонкое магнитное поле на ядрах ^{57}Fe при 15 К. Локальный вклад $A_{is}^{loc} = P_{loc}(Fe)\mu(Fe)$ (константа поляризации $P_{loc}(Fe)$ = –90.5 kOe/μ_B) [4]), обусловленный поляризацией внутренних 1s, 2s и 3s электронов и коллективизированных 4s-электронов локальным магнитным моментов атома железа μ(Fe), на ядре которого измеряется ИСТМП, оценивался из теоретического расчета и равен A_{is}^{loc} = –181.5 kOe [1]. Следовательно, локальный магнитный момент на примесном атоме железа равен μ(Fe) = 2.01 μ_B в соединении Лавеса $Ca(Co_{1-x}Fe_x)_2$ при x = 0.01 и T = 15 К. Наведенный вклад в ИСТМП A_{is}^{tran}, обусловленный поляризацией 4s-электронов магнитными моментами атомов кобальта (атомов матрицы) в соседних координационных сферах атомов железа, равен –50 kOe при T = 15 К

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ (№ 22-22-00806) и Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание для университетов № ФГФЗ-2023-0005), а также программы развития экспериментальной приборной базы Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Список использованных источников:

1. Боков А.В., Магницкая М.В, Саламатин Д.А., Цвященко А.В. Исследование сверхтонких взаимодействий в синтезированных при высоком давлении соединениях $Y(Fe_{1-x}Ni_x)_2$ ($0 \le x \le 1$) методом мёссбауэровской спектроскопии // ЖЭТФ – 2023 – Т. 163. – № 3. – С. 350–356.

2. Matsnev M.E. and Rusakov V.S. SpectrRelax: an application for Mössbauer spectra modelling and fitting // AIP Conference Proceedings. – 2012. – V. 1489. – P. 178–185.

3. Русаков В.С., Покатилов В.С., Губайдулина Т.В., Мацнев М.Е. Сверхтонкие магнитные поля на ядрах ^{57}Fe в интерметаллической системе $Zr_{1-x}Sc_xFe_2$ // Физика металлов и металловедения. – 2019. – Т.120. – № 4. – С. 366–371.

4. Stearns M.B. Origin of the Hyperfine Fields in Pure Fe and at Solute Atoms in Fe // Physical review B. – 1971. – V. 4 – № 11. – P. 4081–4091.

УДК 537.622.4

Изменение параметров магнитных фазовых переходов первого рода при нестационарных внешних воздействиях на примере сплавов на основе FeRh

Комлев А.С.

аспирант, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Перов Н.С.

заведующий кафедрой магнетизма физического факультета, д.ф-м.н., профессор, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Аннотация. *Материалы с магнитными фазовыми переходами перспективны с точки зрения их использования в различных современных устройствах. Каждый из вариантов их применения подразумевает циклическое воздействие на материал с целью изменения типа магнитного упорядочения. В обсуждаемой работе приведены теоретические и экспериментальные исследования поведения параметров фазового перехода из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние при конечной скорости нагрева сплавов на основе FeRh. Полученные результаты способны позволить оптимизировать ряд параметров работы устройств на основе материалов с магнитным фазовым переходом первого рода с целью увеличения их энергоэффективности.*

Ключевые слова: *FeRh сплавы, релаксация намагниченности, магнитный фазовый переход первого рода, магнитокалорические материалы*

Changes in the parameters of first-order magnetic phase transitions under non-stationary external influences on the example of FeRh-based alloys

Komlev A.S.

PhD student, Lomonosov Moscow State University

Perov N.S.

Head of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, Doctor of Sciences, Professor, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *Materials with magnetic phase transitions are promising from the point of view of their use in various modern devices. Each of the options for their use involves cyclic action on the material in order to change the type of magnetic ordering. The work discussed here presents theoretical and experimental studies of the behavior of the parameters of the phase transition from the antiferromagnetic to the ferromagnetic state at a finite heating rate of FeRh-based alloys. The results obtained can make it possible to optimize a number of operating parameters of devices based on materials with a first-order magnetic phase transition in order to increase their energy efficiency.*

Keywords: *FeRh alloys, magnetization relaxation, first order magnetic phase transition, magnetocaloric materials*

Материалы, в которых наблюдаются магнитные фазовые переходы первого рода, являются интересными объектами для изучения в связи с возможными перспективами

практических применений. Их структурные, электронные, калорические и магнитные свойства в значительной мере изменяются около температуры фазового перехода, что позволяет использовать их в качестве рабочих элементов в устройствах магнитокалорического охлаждения [1], термомагнитных генераторах [2], различных типах датчиков и исполнительных механизмов [3].

Материалом для исследования был выбран сплав $Fe_{49}Rh_{51}$, так как он обладает гигантским магнитокалорическим эффектом в поле до двух тесла вблизи комнатной температуры, имеет простой элементный состав и не меняет симметрию при фазовом переходе. Данные критерии позволяют построить простую описательную модель магнитного фазового перехода первого рода. Выбранный сплав давно известен и его статические свойства хорошо описаны [4]. Кинетика фазового перехода данного рода наоборот вызывает интерес с точки зрения ее изучения.

В данной работе были получены и проанализированы температурные зависимости намагниченности сплава $Fe_{49}Rh_{51}$. Измерения проведены при различных скоростях нагрева образца на вибрационном магнитометре (LakeShore 7407).

Для описания экспериментальных данных была предложена феноменологическая модель. Поведение намагниченности рассчитывалось на основе теории Бина и Родбелла [5] и теории фазовых переходов Ландау-Лифшица [6]. В расчет были добавлены параметры, при помощи которых была учтена скорость нагрева образца. Для этого свободная энергия магнетика была представлена в следующем виде:

$$F = -MH + \frac{1}{2}\alpha(T - T_0\left(1 - \beta\frac{v-v_0}{v_0}\right))M^2 + \frac{1}{4}BM^4 + \frac{1}{6}CM^6 - Pv \quad (1)$$

Где M – намагниченность, H – напряженность магнитного поля, T – температура, α – феноменологический параметр теории Ландау (константа), T_0 – температура фазового перехода недеформированной решетки, β – коэффициент пропорциональности между температурой фазового перехода и объемом кристаллической решетки, v – объем кристаллической решетки, v_0 – объем кристаллической решетки высокотемпературной фазы, P – давление, B, C – коэффициенты теории Ландау, мало зависящие от температуры (их температурной зависимостью можно пренебречь). Также учитывается тот факт, что $\frac{v-v_0}{v_0}$ является функцией, линейно зависящей от давления и квадратично от намагниченности. С целью учета конечной скорости нагрева образца было применено уравнение Ландау-Халатникова [7], которое способно описать нестационарный процесс изменения намагниченности:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\Gamma'\frac{\partial F}{\partial M} \quad (2)$$

Где Γ' – кинетический коэффициент. Дифференциальное уравнение (2) решалось при помощи метода Рунге-Кутта 4-го порядка, расчеты проводились в написанной на C++ программе.

Комлев А.С. благодарит фонд «БАЗИС» за стипендиальную поддержку. Перов Н.С. выражает благодарность Минобрнауки России за грант № 075-15-2021-1353.

Список использованной литературы:

1. Nikitin S.A. et al. The magnetocaloric effect in $Fe_{49}Rh_{51}$ compound // Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics. 1990. Vol. 148, № 6–7. P. 363–366.

2. Waske A. et al. Energy harvesting near room temperature using a thermomagnetic generator with a pretzel-like magnetic flux topology // Nat Energy. 2019. Vol. 4, № 1. P. 68–74.

3. Vasil'ev A.N. et al. Structural and magnetic phase transitions in shape-memory alloys Ni_2MnGa // Phys. Rev. B. American Physical Society, 1999. Vol. 59, № 2. P. 1113–1120.

4. Lewis L.H., Marrows C.H., Langridge S. Coupled magnetic, structural, and electronic phase transitions in FeRh // J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. Vol. 49, № 32. P. 323002.

5. Rodbell D.S., Bean C.P. Some Magnetic First-Order Transitions // Journal of Applied Physics. American Institute of Physics, 1962. Vol. 33, № 3. P. 1037–1041.

6. Мушников Н.В. Магнетизм и магнитные фазовые переходы: учебное пособие. Издательство Уральского университета, 2017.

7. Costa R. et al. Landau theory-based relaxational modelling of first-order magnetic transition dynamics in magnetocaloric materials // J. Phys. D: Appl. Phys. 2023.

УДК 538.913

Динамика намагниченности в точке Кюри в никель-цинковом феррите

Коледов В.В.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник ФГБУН ИРЭ РАН

Семёнов Д.С.

Инженер ФГБУН ИРЭ РАН

Карпухин Д.А.

Инженер ФГБУН ИРЭ РАН

Морозов Е.В.

к.ф-м.н., младший научный сотрудник ФГБУН ИРЭ РАН

Шавров В.Г.

профессор, главный научный сотрудник ФГБУН ИРЭ РАН

Гамзатов А.Г.

к.ф.м.н., старший научный сотрудник ДФИЦ РАН

Алиев А.М.

к.ф.м.н., старший научный сотрудник ДФИЦ РАН

***Аннотация**: В работе изучается фазовый переход (ФП) в точке Кюри методом Ландау в никель цинковом феррите 2000 НН, используя уравнение Ландау-Халатникова. Для описания процессов при ФП были рассчитаны коэффициенты в разложении свободной энергии и в уравнении состояния для никель-цинкового феррита 2000 НН. Авторами разработан метод оценки константы γ в уравнении Ландау-Халатникова, показывающей минимальный предел для максимальной скорости фазового перехода и опробован на примере ферритовых колец 2000 НН.*

***Ключевые слова:** Уравнение Ландау-Халатникова, свободная энергия, точка Кюри, уравнение состояния, кинетика*

Dynamics of magnetization at the Curie point in nickel-zinc ferrite

Koledov V.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher of the Kotelnikov IRE RAS

Semenov D. S.

Engineer of the Kotelnikov IRE RAS

Karpukhin D. A.

Engineer of the Kotelnikov IRE RAS

Morozov E. V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Junior Researcher, Kotelnikov IRE RAS

Shavrov V.G.

Professor, Chief Researcher of the Kotelnikov IRE RAS

Gamzatov A. G.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the DFRC RAS

Aliyev A.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the DFRC RAS

Abstract*: In this work, the phase transition (PT) at the Curie point is studied by the Landau method in nickel-zinc ferrite 2000 HH using the Landau-Khalatnikov equation. To describe the processes during PT, the coefficients in the expansion of free energy and in the equation of state for nickel-zinc ferrite 2000 HH were calculated. The authors developed a method for estimating the constant γ in the Landau-Khalatnikov equation, showing the minimum limit for the maximum phase transition rate and tested it on the example of 2000 HH ferrite rings.*

Keywords: *Landau-Khalatnikov equation, free energy, Curie point, equation of state, kinetics*

На сегодняшний день большое количество работ посвящено изучению физических эффектов при фазовых переходах (ФП) в твердотельных материалах [1-10]. Среди огромного разнообразия твердотельных материалов с ФП можно выделить магнетики, в которых, магнитные ФП часто сочетаются и взаимодействуют со структурными ФП [1-7]. Изучение материалов в неустойчивом состоянии, вблизи ФП затруднено отсутствием стандартных методов изучения термодинамических параметров вещества *in situ*, то есть в динамике, непосредственно в процессе ФП. Анализ современной литературы показывает, что кинетика процессов при ФП исследованы слабо [7,8]. Разработка новых методов изучение кинетики ФП открывает возможности для прикладного использования новых функциональных материалов с ФП в технологии сенсоров и актюаторов, приборостроении, при создании твердотельных холодильников и тепловых насосов для альтернативной энергетики и др. [9,10].

Цель работы заключается в создании методики экспериментального изучения и разработке теоретической модели для описания кинетики изменения магнитных и термодинамических параметров твердотельных магнитных материалов с ФП второго рода на основе разложения свободной энергии Ландау по параметрам порядка и уравнения Ландау-Халатникова в быстро изменяющихся внешних полях на примере никель цинкового феррита 2000 НН.

В работе использовались образцы из никель-цинкового феррита марки 2000 НН - (NiZn)Fe шпинели. Выбор материала обусловлен тем, что этот диэлектрический материал позволяет изучать динамику намагниченности с частотами до 107 Гц и, кроме того, имеет температуру фазового перехода второго рода в удобном диапазоне – около 90 С. В эксперименте использованы кольца из этого материала диаметром от 6 до 30 мм и стержни диаметром 8 мм.

Описание кинетических эффектов при анализе временной зависимости M(t) сводится к построению адекватной модели поведения параметров материала вблизи неустойчивости, вызванной ФП.

Для изучения термодинамических свойств образцов при ФП первого и второго рода авторы использовали разложение функции свободной энергии Гельмгольца методом Ландау до четвертого порядка по намагниченности:

$$F = \frac{1}{2}\alpha M^2 + \frac{1}{4}\beta M^4 + \frac{1}{2}NM^2 - MH \quad (1)$$

Где α_0, α и β – магнитные модули $\left(\alpha = \alpha_0(T - T_c)\right)$, N – фактор размагничивания, M – намагниченность образца, H – внешнее поле, T – текущая температура, T_c – температура точки фазового перехода.

Для получения термического уравнения состояния воспользуемся условием:

$$\frac{dF}{dM} = 0 \quad (2)$$

Подставив свободную энергию (1) в (2), получим:

$$\alpha_0(T - T_c)M + \beta M^3 + NM = H \quad (3)$$

Термин «кинетика» в физике означает скорость изменения какого-либо параметра со временем. Для ее изучения недостаточно термодинамических потенциалов, поскольку они описывают только статические или квазистатические случаи, в их написании отсутствует время. Для изучения кинетики процессов при ФП было взято уравнение Ландау-Халатникова [11]:

$$\frac{d\eta}{dt} = -\gamma\frac{dF}{d\eta} \quad (4)$$

Где $\frac{d\eta}{dt}$ — изменение параметра порядка со временем, $\frac{dF}{d\eta}$ — производная свободной энергии по параметру порядка (уравнение состояния), γ — положительный коэффициент, характеризующий материал. Из уравнения (9) понятно, что [γ] = $с^{-1}$. Это означает, что γ показывает скорость протекания процессов при изменении параметра порядка. То есть в этом приближении, изучении кинетики процессов сводится к нахождению γ.

Для проверки теоретических расчетов для нахождения точки Кюри в ферритовых кольцах 2000 НН были проведены измерения магнитной восприимчивости в температурном диапазоне от 20 до 120 ºС в частотном диапазоне от 20 Гц до 20 МГц. Для изучения кинетики ФП в образцах феррита 2000 НН в точке Кюри возьмем намагниченность M за параметр порядка.

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma(\beta M^3 - H(t)) \quad (5)$$

Сопоставление экспериментальных данных и теоретических оценок позволяет сделать оценку величины γ.

Таким образом, в настоящей работе сообщается о следующих результатах:

1) Рассчитаны коэффициенты в разложении свободной энергии по M и в уравнении состояния для никель-цинкового феррита 2000 НН.

2) Разработан метод оценки константы γ в уравнении Ландау-Халатникова, показывающей минимальный предел для максимальной скорости фазового перехода и опробован на примере ферритовых колец 2000 НН.

3) Сделан вывод о том, что дальнейшая работа по усовершенствовании методики и развитию теории должна быть направлена на более качественную проверку подхода на основе

уравнения Ландау-Халатникова для изучения динамики намагниченности вблизи точки Кюри в различных материалах в широком диапазоне полей и температур.

Настоящая работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. Котельникова РАН.

Список использованных источников

1. De Oliveira N. A., von Ranke P. J. Theoretical aspects of the magnetocaloric effect //Physics Reports. – 2010. – Т. 489. – №. 4-5. – С. 89-159.

2. Tishin A. M., Spichkin Y. I. Recent progress in magnetocaloric effect: Mechanisms and potential applications //international journal of refrigeration. – 2014. – Т. 37. – С. 223-229.

3. Tishin A. M. et al. A review and new perspectives for the magnetocaloric effect: New materials and local heating and cooling inside the human body //International Journal of Refrigeration. – 2016. – Т. 68. – С. 177-186.

4. Liu J. et al. Giant magnetocaloric effect driven by structural transitions //Nature materials. – 2012. – Т. 11. – №. 7. – С. 620-626.

5. Ram N. R. et al. Review on magnetocaloric effect and materials //Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2018. – Т. 31. – С. 1971-1979.

6. Pankratov N. Y., Tereshina I. S., Nikitin S. A. Magnetocaloric Effect in Rare-Earth Magnets //Physics of Metals and Metallography. – 2023. – Т. 124. – №. 11. – С. 1139-1146.

7. Puri S. Kinetics of phase transitions //Phase Transitions. – 2004. – Т. 77. – №. 5-7. – С. 407-431.

8. Basso V. et al. Hysteresis and phase transition kinetics in magnetocaloric materials //Physica status solidi (b). – 2018. – Т. 255. – №. 2. – С. 1700278.

9. Franco V. et al. Magnetocaloric effect: From materials research to refrigeration devices //Progress in Materials Science. – 2018. – Т. 93. – С. 112-232.

10. Reis M. S. Magnetocaloric and barocaloric effects of metal complexes for solid state cooling: Review, trends and perspectives //Coordination Chemistry Reviews. – 2020. – Т. 417. – С. 213357

11. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Физическая кинетика – М. Физматлит, 2002. – 527 с.

УДК 537.622; 544.015.4; 548.5

Визуализация магнитных фазовых расслоений и структурных доменов в монокристаллах и керамиках манганита лантана

Евстигнеев Р.С.

младший научный сотрудник, Институт физики твердого тела РАН им. Ю.А. Осипьяна

Успенская Л.С.

д.ф.-м.н., профессор, вед. научный сотрудник, Институт физики твердого тела РАН им. Ю.А. Осипьяна

Аннотация. *Локальные магнитные свойства фазово-расслоенных манганитов лантана изучены с помощью магнито-оптической визуализации магнитного потока в широком диапазоне температур. Результаты наблюдений сопоставляются с результатами магнитометрии и транспортных наблюдений.*

Ключевые слова: *легированные манганиты, фазовые расслоения, магнитные фазовые переходы, магнитооптическая визуализация*

Visualization of magnetic phases and structural domains in single crystals and ceramics of lanthanum manganite

Evstigneev R.S.

Junior research assistant, Osipyan Institute of Solid State Physics RAS

Uspenskaya L.S.

Dr.Sc., professor, leading researcher, Osipyan Institute of Solid State Physics RAS

Annotation. *The local magnetic properties of phase-separated lanthanum manganites have been studied using magneto-optical visualization of the magnetic flux in a wide temperature range. The results of the observations are compared with the results of magnetometry and transport measurements.*

Keywords: *doped manganites, phase separations, magnetic phase transitions, magneto-optical imaging*

Манганиты лантана широко исследуются в связи с эффектом колоссального магнитосопротивления, наблюдаемым в том числе в относительно слабых магнитных полях [1, 2]. Наиболее ярко этот эффект проявляется в фазоворасслоенных легированных манганитах, где наряду с электронным и примесным расслоениями, обусловленными выбранным легированием, эффективными оказываются локальные механические напряжения [3]. Фазовое расслоение в таких материалах может быть не только на ферромагнитную (антиферромагнитную) и парамагнитную фазы, что рассматривается в теории для объяснения эффекта колоссального магнитосопротивления [4], но и на несколько сосуществующих магнитных фаз, причем такое расслоение может быть и на нано- и на микромасштабах [5]. Экспериментально фазовые расслоения могут исследоваться многими методами: магнитно-

силовой микроскопией, туннельной микроскопией, сканированием поверхности СКВИДом или датчиком Холла и т.д. Но сканирующие методы видят только мельчайшие расслоения и требуют тщательно отполированной поверхности. Более того, кантиливер может перемагничивать исследуемый объект, особенно в области критической температуры. Сканирующие методы сложно применять в широкой области температур.

В данной работе исследования проводились с помощью метода магнитооптической визуализации с помощью индикаторных пленок иттрий-железистого граната, накладываемых непосредственно на исследуемую поверхность, как это делалось в работе [6]. Пространственное разрешение этого метода – оптическое. Исследования возможно проводить в широком температурном диапазоне, в данном случае от 8 до 400 К. Чувствительность к полям рассеяния ~ 1 Э. Поэтому возможно наблюдение магнитной доменной структуры даже в образцах со слабой спонтанной намагниченностью, наблюдение протекания тока по образцу и его взаимодействия с доменной структурой. А при приложении достаточно слабого магнитного поля в исследуемой плоскости образца вариацию магнитной проницаемости удается визуализировать по модуляции перпендикулярной компоненты индукции. Анализ отклика на приложение поля, его поворот в плоскости и на изменение температуры позволяет судить о природе выявленного контраста, рис.1.

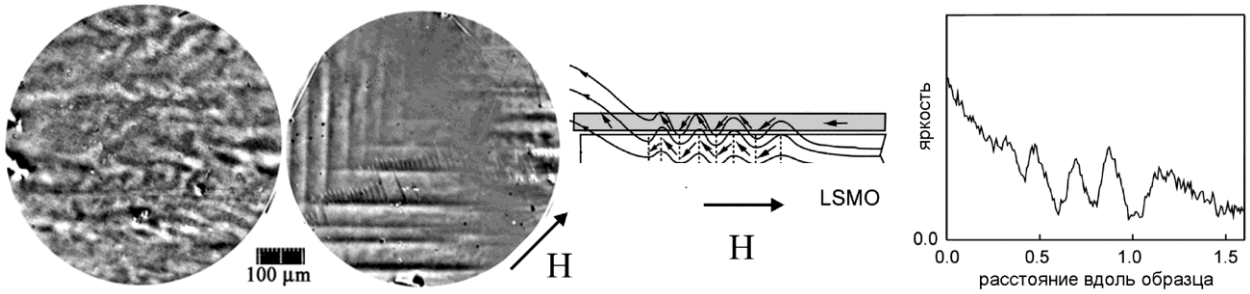


Рис. 1. Спонтанная магнитная доменная структура $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и структура по двойникам, выявленная в насыщающем магнитном поле (направление указано стрелкой) при T = 45 К, а также схема, поясняющая визуализацию доменной структуры и профиль вариации намагниченности поперек двойников.

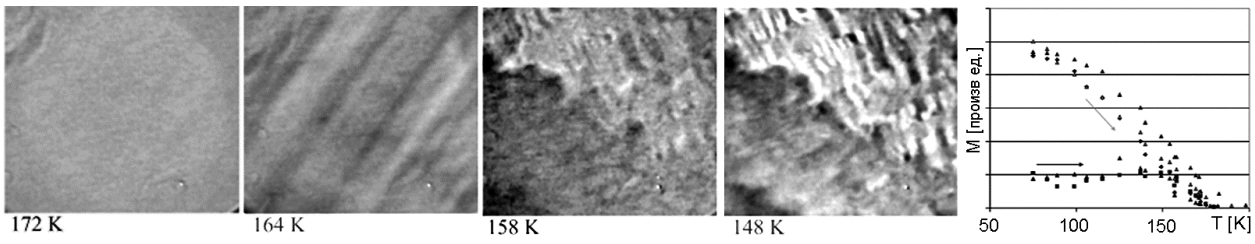


Рис. 2. Формирование ферромагнитного состояния и магнитной доменной в кристалле $La_{0.75}Sr_{0.25}MnO_3$, при понижении температуры от 300 К: сначала в диапазоне T ~ 170-165 R формируется суперпарамагнитное состояние с модуляцией намагниченности по полосам роста, затем при T ~ 160 К доменная структура, неоднородная в поперечном направлении: в виде мелких бесформенных доменов по краям кристалла и с жесткой доменной структурой лабиринтного типа ближе к центру. Справа – изменение локальной намагниченности того же кристалла, определенное по изменению яркости изображения в насыщающем магнитном поле вблизи края кристалла и в центральной области с понижением температуры.

На рис.2 показан пример визуализации фазового расслоения в кристалле $La_{0.75}Sr_{0.25}MnO_3$, выращенном методом зонной плавки и отожженном пропусканием мощного

тока. Видно, что неоднородности магнитной фазы связаны с особенностями процесса формирования кристалла. Четко выделяются два направления: вдоль направления роста и поперек него. Выявленные особенности трансформации магнитной доменной структуры с температурой, рис.2, показывают отличие магнитных фаз в различных участках кристалла и позволяют объяснить немонотонную температурную зависимость сопротивления.

На рис.3 показано проявление фазового расслоения в легированных манганитах, изготовленных методом горячего прессования. Наблюдения показали, что масштаб магнитных неоднородностей уменьшается с понижением температуры от 300 до 180 К, а затем остается неизменным. Важно отметить, что при низких температурах в пределах оптического разрешения на любом масштабе выявляются магнитные неоднородности.

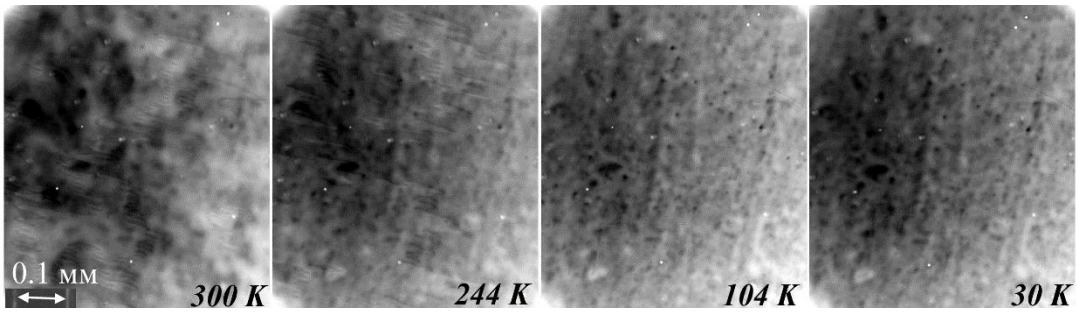


Рис. 3. Трансформация магнитных неоднородностей в кристалле $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.8}Cr_{0.2}O_3$ при понижении температуры от 400 К.

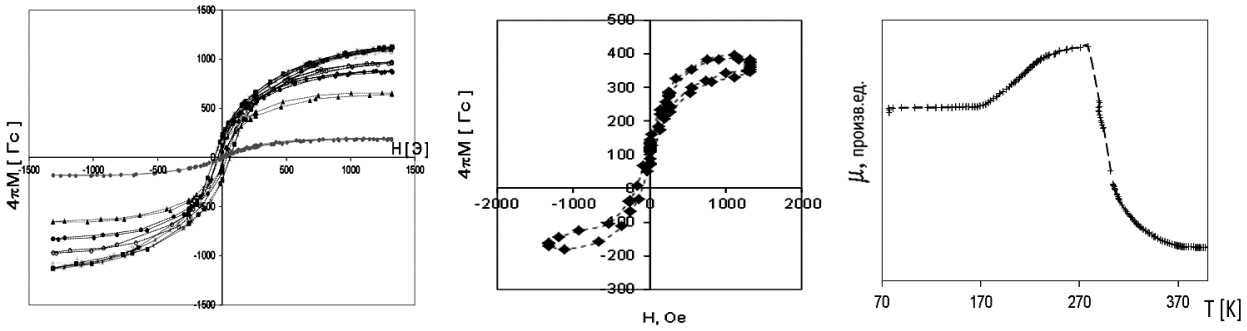


Рис. 4. Петли гистерезиса, измеренные на $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.8}Cr_{0.2}O_3$ при T = 300, 256, 206, 194, 148, 101 и 77 К, петля при 300 К, показывающая наличие эффектов магнитного последействия и зависимость магнитной проницаемости от температуры.

При этом при высоких температурах, пока характерный масштаб неоднородностей еще зависит от температуры, по петлям гистерезиса четко виден эффект магнитного последействия (форма петель зависит от скорости развертки поля, но насыщение намагничивания наблюдается). При низких температурах кристалл становится магнитожестким, а его насыщение не достигается даже в полях выше 1500 Э, рис.4, что вполне согласуется с наблюдением мелкомасштабного расслоения магнитных фаз. На температурной зависимости магнитной проницаемости, снятой в поле ~ 1 Э, при охлаждении от 470 К, также прослеживается соответствие выявленным магнитооптикой особенностям микромагнитной структуры: после перехода в ферромагнитное состояние магнитная проницаемость уменьшается до тех пор, пока структура не стабилизируется.

Очень эффективным оказалось использование локальной магнитометрии по яркости

изображений. Один пример приведен на рис.2, где выявлен разный тип зависимости М(Т) в центре монокристалла, выращенного методом зонной плавки, и на периферии, что свидетельствует о преобладании в этих областях различных магнитных фаз, несмотря на то, что микроанализ показывает одинаковый состав. Другой пример, это различие магнитных свойств на поверхности и в объеме горячепрессованных манганитов, которое удалось выявить по различной релаксации остаточной намагниченности поликристалла при изменении температуры, и дало возможность понять особенности на температурных зависимостях магнитной проницаемости и сопротивления кристаллов.

Магнитооптическая визуализации проводилось на манганитах лантана с различным легированием, выращенных в МИСИС (Муковский Я.М., Шулятев Д.А., Арсенов А.) и в АГУ (Карпасюк В.К., Выборнов Н.А., Мусаева З.Р., Баделин А.Г.). Во всех случаях магнитооптика оказалась эффективным инструментом, позволившим выяснить наличие фазовых расслоений, в том числе с близкими температурами перехода, удалось выяснить влияние магнитных микронеоднородностей на магнитные и транспортные свойства материалов.

Магнитооптическая визуализация и магнитные измерения выполнены в ИФТТ РАН в рамках госзадания.

Список использованных источников:

1. Нагаев Е.Л. Манганиты лантана и другие магнитные проводники с гигантским магнитосопротивлением // УФН. – 1996. – Т. 166. – № 8. – С. 833-858..
2. Локтев В.М., Погорелов Ю.Г. Особенности физических свойств и колоссальное магнитосопротивление манганитов // ФНТ. – 2000. – Т. 26. – № 3. – С. 231-261.
3. Tulina N.A., Uspenskaya L.S., Sirotkin V.V., Mukovskii Y. M., Shulyatev D.A. Intrinsic inhomogeneities and effects of resistive switching in doped manganites // Physica C. – 2006. – Т. 444. – № 1-2. – С. 19-22.
4. Salamon M.B., Jaime M. The physics of manganites: Structure and transport // Rev. Mod. Phys. – 2001. – Т. 73. – № 3. – С. 583-628.
5. Мусаева З.Р., Выборнов Н.А., Булатов Н.А., Карпасюк В.К., Успенская Л.С., Язенков С.Х. Структурная самоорганизация, доменная структура и магнитные характеристики манганитов системы La-Sr-Mn-Ti-Ni-O // Поверхность: Рентген., синхротрон. нейтрон. исследов. – 2007. – № 7. – С..66-71.
6. Khapikov A., Uspenskaya L., Bdikin I., Mukovskii Ya., Karabashev S., Shulyaev D., Arsenov A. Magnetic Domains and Twin Structure of the La0.7Sr0.3MnO3 single crystal // Appl. Phys. Lett. – 2000 – Т. 77. – № 15. – С. 2376-2378.

УДК 537.638

Влияние быстрой закалки на зонную структуру и магнитные свойства интерметаллидов $ErCo_2$

Макарьин Р.А.

аспирант кафедры магнетизма физического факультета МГУ

Карпенков Д.Ю.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник кафедры магнетизма физического факультета МГУ

Карпенков А.Ю.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики конденсированного состояния ТвГУ

Квашнин А.Г.

д.ф.-м. н., профессор Сколковского института Наук и Технологий

Железный М.В.

ассистент, Национальный университет наук и технологий «МИСИС»

Аннотация. *Бинарные интерметаллиды на основе редкоземельных элементов, такие как $ErCo_2$, являются отличными кандидатами для магнитных хладагентов, применяемых в генераторах жидкого водорода и природного газа. В данных соединениях наблюдается гигантский магнитокалорический эффект, обусловленный магнитным фазовым переходом первого рода. Однако для практического применения данные соединения должны быть адаптированы для производства на их основе теплообменников. В данной работе было показано, что быстрая закалка изменяет род фазового перехода, а также смещает температуру Кюри в область более высоких температур. При этом мы объясняем изменение магнитного поведения влиянием закалочных вакансий на зонную структуру. В частности, показано, что беспорядок в подрешетке кобальта может привести к увеличению плотности состояний на уровне Ферми за счет большей локализации 3d состояний.*

Ключевые слова: *зонная структура, соединений RCo_2, метамагнитный фазовый переход, быстрая закалка, закалочные вакансии, магнитокалорический эффект.*

The influence of rapid quenching on the band structure and magnetic properties of $ErCo_2$ intermetallics

Makaryin R.A.

Postgraduate student of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, Moscow State University

Karpenkov D.Yu.

Ph.D., Senior Researcher of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, MSU

Karpenkov A.Yu.

Ph.D, Associate Professor of the Condensed State Physics Department, TvSU

Kvashnin A.G.

Prof., Professor of Skolkovo Institute of Science and Technology.

Zhelezny M.V.

Assistant, National University of Science and Technology "MISIS".

Annotation. *Binary intermetallides based on rare earth elements, such as $ErCo_2$, are excellent candidates for magnetic refrigerants used in liquid hydrogen and natural gas generators. These compounds exhibit a giant magnetocaloric effect due to a magnetic phase transition of the first kind. However, for practical applications, these compounds must be adapted to produce heat exchangers based on them. In this work, we have shown that rapid quenching changes the genus of the phase transition and also shifts the Curie temperature to higher temperatures. In doing so, we explain the change in magnetic behavior by the influence of quenching vacancies on the zone structure. In particular, we show that disorder in the cobalt sublattice can lead to an increase in the density of states at the Fermi level due to a greater localization of 3d states*

Keywords: *density of states, RCo_2 compounds, metamagnetic phase transition, rapid quenching, quenching vacancies, magnetocaloric effect.*

Магнитные свойства интерметаллидов привлекают внимание исследователей широким спектром практических применений, включая изготовление магнитотвердых и магнитомягких сплавов, магнитное охлаждение и хранение данных и т.д. Кубические интерметаллиды RCo_2 интересны как с фундаментальной, так и с практической точки зрения, ввиду наличия двух взаимодействующих магнитных подсистем: локализованных магнитных моментов редкоземельных элементов (R) и коллективизированных 3d-электронов Co. Среди этих материалов стоит выделить бинарные сплавы, такие как $HoCo_2$, $DyCo_2$ и $ErCo_2$, которые демонстрируют магнитный фазовый переход первого рода (ферримагнетик – парамагнетик).

Эти материалы отличаются высокими значениями как адиабатического изменения температуры, так и изотермического изменения энтропии в области низких температур, что делает их потенциально привлекательными для использования в качестве хладагентов в ожижителях жидких газов на основе технологии магнитного охлаждения [1,2].

В работах [3,4] было показано, что пластинчатая или трубчатая геометрии теплообменников обеспечивают как эффективный теплообмен между хладагентом и теплопередающей средой, так и максимальную хладопроизводительность магнитных рефрижераторов при рабочих частотах свыше 3 Гц. При этом, наиболее оптимальным методом производства подобных теплообменников является технология быстрой закалки.

В работах [5, 6] было показано изменение магнитных свойств соединения $ErCo_2$ при быстрой закалке и атомизации. Более того, было показано, что свойства восстанавливаются путем отжига. Авторы работ связывают данное изменение магнитного поведения с вариациями параметра решетки, которые могут быть обусловлены в том числе и вариациями фазового состава. Вместе с тем, магнитные свойства данного семейства соединений в первую очередь связаны с их зонной структурой, поэтому цель настоящего исследования заключается в исследовании влияния изменений зонной структуры при быстрой закалке на магнитные свойства данных соединений.

На рис. 1 представлена температурная зависимость изотермического изменения магнитной энтропии литых и быстрозакаленных образцов $ErCo_2$. Видно, что быстрая закалка приводит не только к резкому уменьшению величины изменения магнитной энтропии, а также

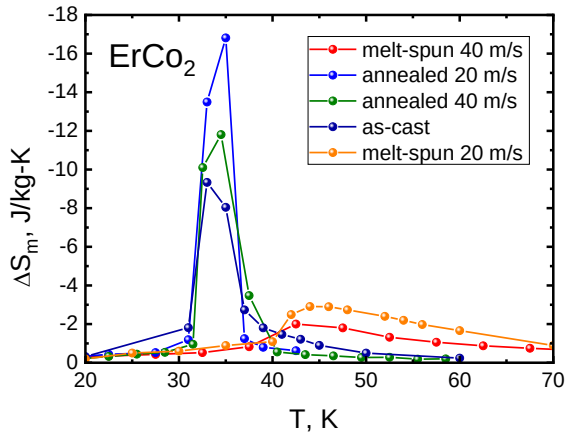


Рис. 1. Температурная зависимость изменения магнитной энтропии для литого, закаленных при разных скоростях и отожженных образцов сплава ErCo2.

к увеличению температуры Кюри (T_c). Более того, путем анализа кривых Белова-Аррота, представленных на рис. 2, видно, что уменьшение магнитотепловых свойств связано с изменением рода фазового перехода от первого ко второму. Отдельно стоит отметить, что проведенные исследования рентгенофазового состава показали, что значения параметров решетки для литых и быстрозакаленных образцов одинаковы. Поэтому увеличение температуры Кюри не может быть объяснено изменением объема элементарной ячейки. При этом увеличивается величина внутренних микродеформаций при закалке, связанных с увеличением количества линейных дефектов.

Единственным механизмом, влияющим на увеличение T_c при закалке, остается сужение 3d пика плотности электронных состояний на уровне Ферми. Причиной этого является локализация 3d электронных состояний Co, вызванной беспорядком в подрешетке Co (наличием вакансий в нашем случае) [7].

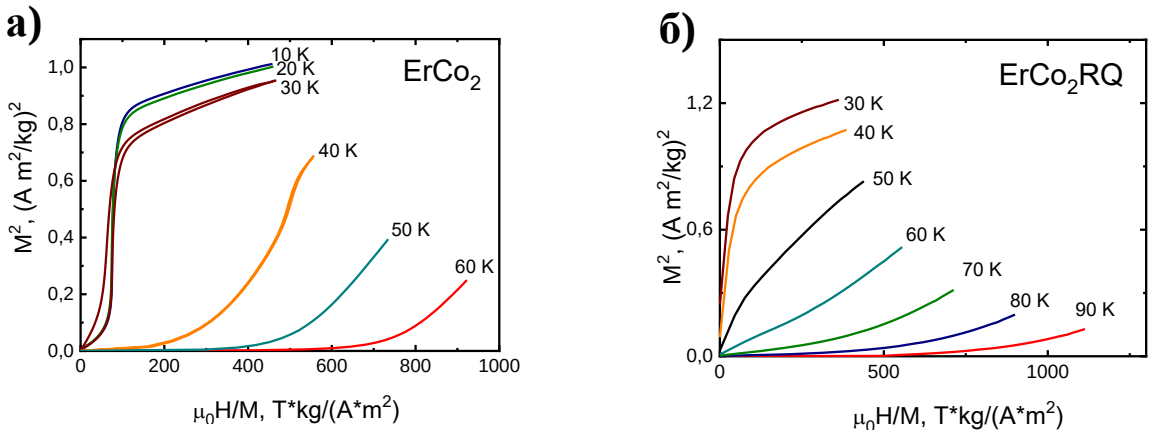


Рис. 2. Графики Белова-Аррота для (а) литого и (б) быстрозакаленного образца $ErCo_2$.

Для проверки этого утверждения были построены плотности электронных состояний для $ErCo_2$ и $ErCo_{1,937}$ (структура с вакансией одного атома Co), представленные на рис. 3. Производился расчет суперячейки 2×2×2 структуры $Fd\bar{3}m$ с 48 атомами. Для создания дефектов (вакансии) один атом кобальта удалялся из верхнего слоя кобальтовой подрешетки. Из результатов DFT моделирования видно, что введение вакансии в кристаллическую структуру $ErCo_2$ приводит к заселению d-орбиталей при энергиях превышающих энергию Ферми. В работах [7, 8] было показано, что схожий процесс происходит при замещении атомов Co на атомы Al, что также приводит к сдвигу уровня Ферми в сторону меньших энергий. Авторы предположили, что возрастание плотности состояний на уровне Ферми $N(\varepsilon_F)$ приводит к большим значениям величины произведения обменного интеграла на плотность электронных состояний $IN(\varepsilon_F)$ (критерий Стонера), что приводит к намагничиванию кобальтовой подрешетки кобальта в более слабых полях, а следовательно, к увеличению температуры Кюри.

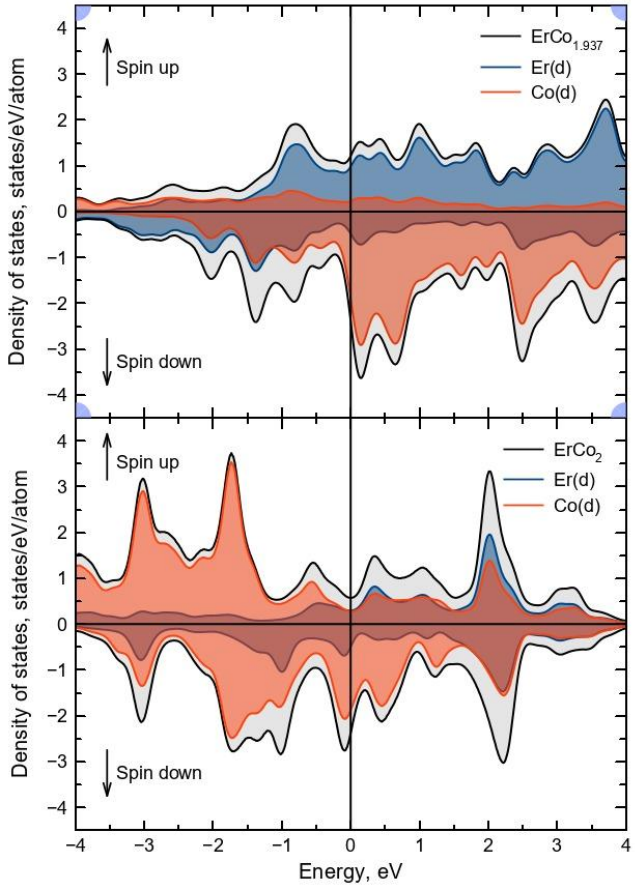


Рис. 3. Результаты DFT расчета плотности электронных состояний для систем $ErCo_2$ и $ErCo_{1,937}$.

Анализ полученных диаграмм плотности состояний показывает, что при введении вакансий величина плотности состояний на уровне Ферми возрастает.

Стоит отметить, что так же, как и в работе [6] отжиг при температуре 800 ºС в течение 15 минут способен восстановить магнитотепловые свойства быстрозакаленных образцов и снизить температуру фазового перехода до значений, характерных для литого состояния.

Суммируя все выше сказанное, можно утверждать, что ключевым параметром, влияющим на изменение магнитного поведения соединения $ErCo_2$, подвергнутого быстрой закалке, является изменение зонной структуры данных соединений при введении закалочных вакансий.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-10147. Макарьин Р.А. благодарит фонд стипендиальной поддержки Базис.

Список использованной литературы:

1. Zhu Y. et al. Magnetocaloric effect of $(Er_xR_{1-x})Co_2$ (R = Ho, Dy) for magnetic refrigeration between 20 and 80 K // Cryogenics. 2011. Vol. 51, № 9. P. 494–498.
2. Tang X. et al. Magnetic refrigeration material operating at a full temperature range required for hydrogen liquefaction // Nat Commun, 2022. Vol. 13, № 1. P. 1817.
3. Karpenkov D.Y. et al. Adiabatic temperature change of micro- and nanocrystalline Y_2Fe_{17} heat-exchangers for magnetic cooling // Journal of Alloys and Compounds. 2016. Vol. 668. P. 40–45.
4. Karpenkov D.Yu. et al. Adjusting of the performance characteristics of the $La(Fe,Si)_{13}$ compounds and their hydrides for multi-stimuli cooling cycle application // Journal of Alloys and Compounds. 2023. Vol. 962. P. 171154.
5. Das S.D. et al. Magnetic behavior of nanocrystalline $ErCo_2$ // J. Phys.: Condens. Matter. 2009. Vol. 21, № 29. P. 296004.
6. Yamamoto T. D. et al. Tunable magnetic and magnetocaloric properties by thermal annealing in $ErCo_2$ atomized particles //Journal of Alloys and Compounds. 2023. Vol. 935. P. 168040.
7. Burkov A.T. et al. Effect of static and dynamic disorder on electronic transport in RCo2 compounds: $Ho(Al_xCo_{1-x})_2$ alloys // Phys. Rev. B. American Physical Society, 2008. Vol. 78, № 3. P. 035101.
8. Александрян В.В. et al. Гигантское возрастание температуры Кюри редкоземельных интерметаллических соединений RCo_2 при малых замещениях магнитного кобальта немагнитным алюминием // Письма в ЖЭТФ. 1984. Vol. 40, № 2. P. 77.

УДК 538.913

Экспериментальный подход изучения кинетики намагничивания вблизи фазовых переходов в гадолинии и сплаве $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$

Семёнов Д. С.

Инженер ФГБУН ИРЭ РАН

Карпухин Д.А.

Инженер ФГБУН ИРЭ РАН

Морозов Е.В.

к.ф-м.н., младший научный сотрудник ФГБУН ИРЭ РАН

Коледов В.В.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник ФГБУН ИРЭ РАН

Шавров В.Г.

профессор, главный научный сотрудник ФГБУН ИРЭ РАН

Гамзатов А.Г.

к.ф.м.н., старший научный сотрудник ДФИЦ РАН

Алиев А.М.

к.ф.м.н., старший научный сотрудник ДФИЦ РАН

***Аннотация**: В работе методом Ландау-Халатникова исследуется фазовый переход (ФП) в точке Кюри в чистом гадолинии и в сплаве Гейслера $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ с магнитоструктурным ФП. Авторами разработан экспериментально-теоретический подход, включающий в себя расчет коэффициентов для записи функции свободной энергии Гельмгольца, с последующим вычислением точки Кюри для металлов и сплавов с разными геометрическими размерами, приводя в результате общую формулу с точностью до 0.1 К согласующуюся с экспериментом и результатом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК). Величина точки Кюри для сплава $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ составила 291,15 К. Так же был разработан метод нахождения константы уравнения Ландау-Халатникова γ, показывающей минимальный предел для максимальной скорости фазового перехода в чистом гадолинии составил $\gamma < 3 \cdot 10^3 \frac{1}{c}$.*

***Ключевые слова:** Магнитоструктурный фазовый переход, точка Кюри, уравнение состояния, кинетика*

An experimental approach to studying the kinetics of magnetization near phase transitions in gadolinium and $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ alloy

Semenov D. S.

Engineer of the Kotelnikov IRE RAS

Karpukhin D. A.

Engineer of the Kotelnikov IRE RAS

Morozov E. V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Junior Researcher of the Kotelnikov IRE RAS

Koledov V.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher of the Kotelnikov IRE RAS

Shavrov V.G.

Professor, Chief Researcher of the Kotelnikov IRE RAS

Gamzatov A.G.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the DFRC RAS

Aliyev A.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the DFRC RAS

***Abstract**: The Landau-Khalatnikov method investigates the phase transition (FT) at the Curie point in pure gadolinium and in the Geisler alloy $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ with a magnetostructural FT. The authors have developed an experimental and theoretical approach that includes the calculation of coefficients for recording the Helmholtz free energy function, followed by the calculation of the Curie point for metals and alloys with different geometric dimensions, resulting in a general formula with an accuracy of 0.1 K consistent with the experiment and the result of differential scanning calorimetry (DSC). The Curie point value for $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ alloy was 291.15 K. A method was also developed for finding the constant of the Landau-Khalatnikov equation γ, showing the minimum limit for the maximum rate of phase transition in pure gadolinium was* $\gamma < 3 \cdot 10^3 \frac{1}{c}$.

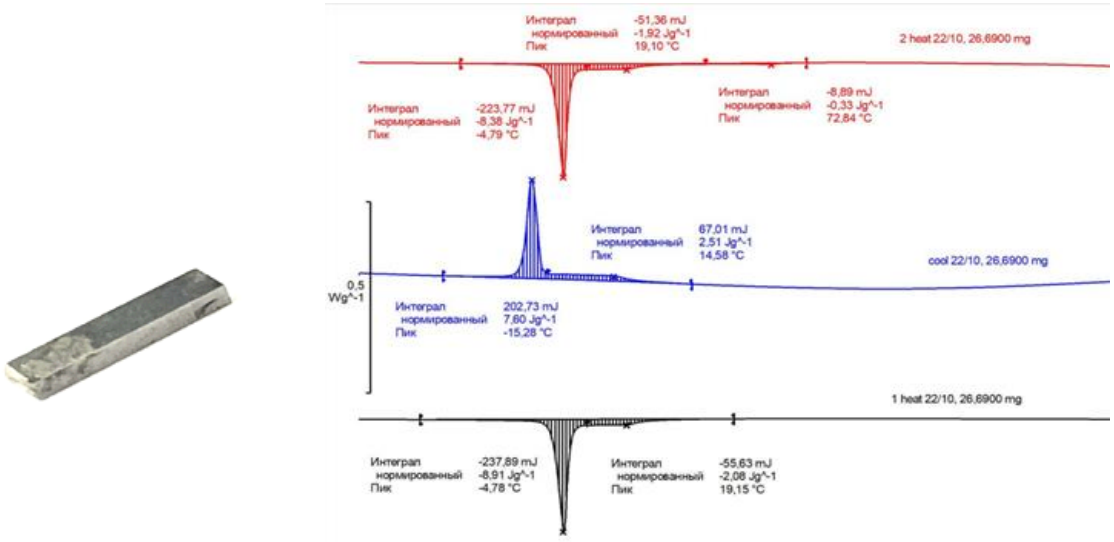
***Keywords**: Magnetostructural phase transition, Curie point, equation of state, kinetics*

На сегодняшний день большое количество работ посвящено изучению фазовых переходов (ФП) в твердотельных материалах [1-7]. В магнетиках с ФП часто сочетаются и взаимодействуют ФП структурных и магнитных подрешеток [1-3]. Стандартные методы изучения термодинамических параметров вещества не подходят для изучения вблизи и в точке ФП, что является причиной отсутствия целостного объяснения, как физики, так и механизма процессов, происходящих при ФП [4,5]. Новые методы изучения кинетики ФП открывают возможности для прикладного использования функциональных материалов с ФП в технологии сенсоров и актюаторов, при создании твердотельных холодильников и тепловых насосов для альтернативной энергетики и многих других отраслях[6,7].

Цель работы заключается в создании методики экспериментального изучения и разработке теоретической модели для описания уравнения состояния и кинетики изменения магнитных и термодинамических параметров твердотельных магнитных материалов с ФП первого и второго рода на основе разложения свободной энергии Ландау по параметрам порядка и уравнения Ландау-Халатникова в быстро изменяющихся внешних полях на примере гадолиния и сплава $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$.

В работе авторами использовались образцы из чистого гадолиния в форме брусков длиной 13 мм, шириной 2 мм и толщиной 2 мм с точкой Кюри Tc = 291 K, и поликристаллического сплав с эффектом памяти формы (ЭПФ) Ni50.5Mn33.4In15.6V0.5 длиной 16 мм, шириной 2 мм и толщиной 2 мм [12] (рис.1а.). на рисунке 1б представлены результаты исследования этого сплава методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК), показывающие характерные точки фазовых превращений: точка Кюри T_C = 291К, а также температуры начала и конца соответственно прямого и обратного метамагнитоструктурного перехода Ms = 261 K, Mf =250 K, As= 258 K, Af= 268 K.

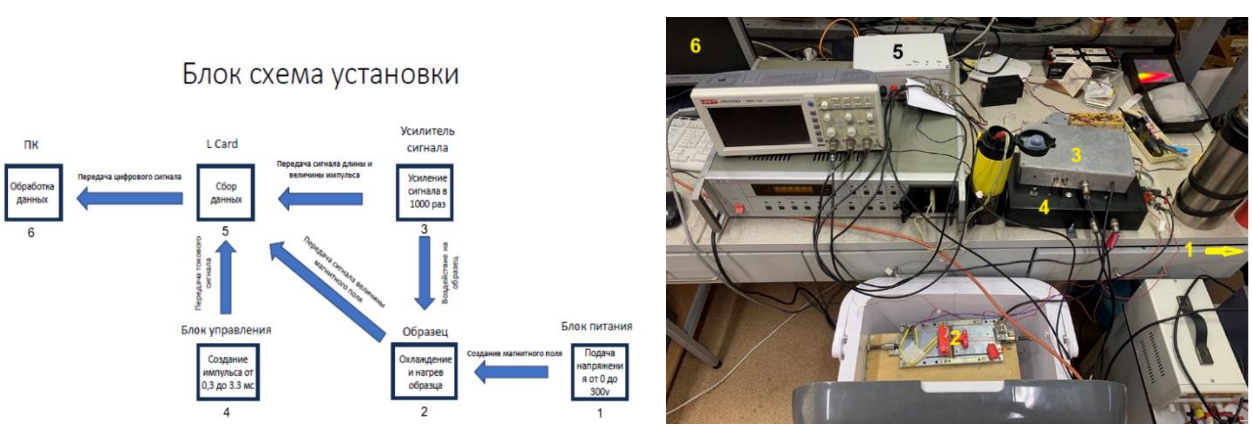
Экспериментальная установка (см. рис. 2) включает блок питания (1) (не указан на фото), который обеспечивает подачу напряжения от 0 до 300 В на катушку, создающую магнитное поле, образец магнитного материала (2) в виде бруска (рис. 1) и помещенный на его торце быстродействующий датчик Холла для измерения магнитного момента и термопару для измерения его температуры.



(а) (б)

Рис.1. (а) Внешний вид образца поликристаллического сплава $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$. (б) Результаты дифференциальной сканирующей калориметрии этого сплава (ДСК)

Для поддержания температуры используется блок термостатирования. Для усиления сигнала от датчика Холла используется операционный малошумящий, быстродействующий усилитель (3). С помощью блока управления (4) происходит генерация прямоугольного импульса магнитного поля с напряжённостью до 1 Тл переменной длительности от 1 сек до 10 мкс. Для снятия и обработки сигнала применяется плата ЦАП/АЦП L-Card (5). Окончательный анализ, обработка и вывод данных производится при помощи ПК (6).



(а) (б)

Рис.2. (а) Блок схема и (б) фото экспериментальной установки

Для изучения термодинамических свойств образцов при ФП первого и второго рода использовалось разложение функции свободной энергии Гельмгольца методом Ландау до четвертого порядка по намагниченности:

$$F = \frac{1}{2}\alpha M^2 + \frac{1}{4}\beta M^4 + \frac{1}{2}NM^2 - MH$$

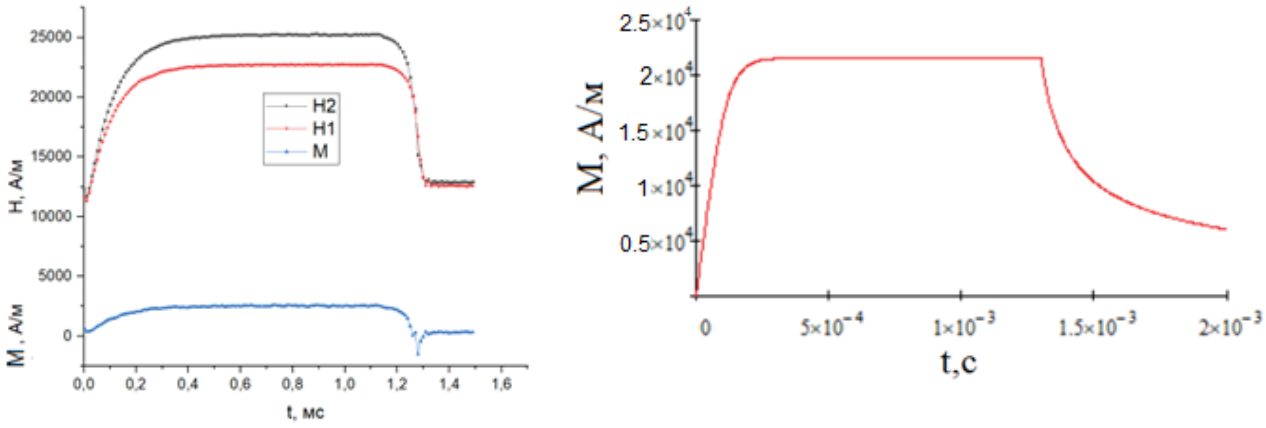
Где α_0, α и β – магнитные модули $\left(\alpha = \alpha_0(T - T_c)\right)$, N – фактор размагничивания, M – намагниченность образца, H – внешнее поле, T – текущая температура, T_c – температура точки фазового перехода.

Для изучения кинетики процессов при ФП было взято уравнение Ландау-Халатникова:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma \frac{dF}{dM}$$

где $\frac{dM}{dt}$ — изменение параметра порядка (намагниченности) со временем, $\frac{dF}{dM}$ — производная свободной энергии по намагниченности, γ — положительный коэффициент, характеризующий материал. В уравнении Ландау-Халатникова γ показывает скорость протекания процессов при изменении параметра порядка.

На рис.3. изображены графики зависимости намагниченности от времени в гадолинии при включении и отключении магнитного поля в точке Кюри.



(а) (б)

Рис. 3. Графики зависимости магнитной восприимчивости от времени для чистого гадолиния в точке Кюри, Tc = 293 K. (а) эксперимент, (б) модель.

Хорошее совпадение экспериментальных и теоретических данных говорит о правильном подборе величины γ. Максимальная скорость ФП 2-го рода в чистом гадолинии составила $\gamma = 3 \cdot 10^3 \frac{1}{c}$, то есть максимальная частота срабатывания не менее 3 кГц.

Кратко сформулируем заключение:

1) Рассчитаны коэффициент в разложении свободной энергии по M и в уравнении состояния в чистом гадолинии и сплаве Ni50.5Mn33.4In15.6V0.5.

2) Разработан метод и экспериментальная установка для определения M(t) в точке Кюри в сплаве Ni50.5Mn33.4In15.6V0.5.

3) Разработан метод нахождения константа γ уравнения Ландау-Халатникова, показывающей минимальный предел для максимальной скорости фазового перехода и опробован на примере чистого гадолиния. Сделана оценка.

Список использованных источников

1. De Oliveira N. A., von Ranke P. J. Theoretical aspects of the magnetocaloric effect //Physics Reports. – 2010. – Т. 489. – №. 4-5. – С. 89-159.

2. Tishin A. M., Spichkin Y. I. Recent progress in magnetocaloric effect: Mechanisms and potential applications //international journal of refrigeration. – 2014. – Т. 37. – С. 223-229.

3. Aliev A. M., Gamzatov A. G. Magnetocaloric effect in manganites in alternating magnetic fields //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2022. – Т. 553. – С. 169300

4. Puri S. Kinetics of phase transitions //Phase Transitions. – 2004. – Т. 77. – №. 5-7. – С. 407-431.

5. Basso V. et al. Hysteresis and phase transition kinetics in magnetocaloric materials //physica status solidi (b). – 2018. – Т. 255. – №. 2. – С. 1700278

6. Franco V. et al. Magnetocaloric effect: From materials research to refrigeration devices //Progress in Materials Science. – 2018. – Т. 93. – С. 112-232.

7. Reis M. S. Magnetocaloric and barocaloric effects of metal complexes for solid state cooling: Review, trends and perspectives //Coordination Chemistry Reviews. – 2020. – Т. 417. – С. 213357

УДК 537.622.4

Роль вариации элементного состава сплавов на основе FeRhCo на параметры магнитного фазового перехода

Ващенкова А.Р.

студентка, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Комлев А.С.

аспирант, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Русаков В.С.

профессор кафедры общей физики физического факультета, д.ф-м.н., Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Амиров А.А.

к.ф.-м.н., Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН

Юсупов Д.М.

аспирант, Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН

Перов Н.С.

заведующий кафедрой магнетизма физического факультета, д.ф-м.н., профессор, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Аннотация. *Одну из ключевых ролей в развитии технологического прогресса играют новые магнитные материалы с уникальными структурными и магнитными свойствами. Среди них стоит выделить материалы, проявляющие магнитный фазовый переход вблизи комнатной температуры. Они являются наиболее перспективными в области технологий магнитного охлаждения. Данная работа посвящена всестороннему исследованию параметров фазового перехода первого рода сплавов на основе FeRhCo. На примере полученных экспериментальных данных показан один из возможных методов оценки вариации элементного состава в образце, который обладает магнитным фазовым переходом первого рода. Решаемая задача особенно цена с фундаментальной точки зрения, поскольку механизмы магнитных фазовых переходов до конца не изучены.*

Ключевые слова: *FeRh сплавы, магнитный фазовый переход первого рода, магнитокалорический эффект, легированные сплавы*

The role of variations in the elemental composition of FeRhCo-based alloys on the magnetic phase transition parameters

Vashchenkova A.R.

Student, Lomonosov Moscow State University

Komlev A.S.

PhD student, Lomonosov Moscow State University

Rusakov V.S.

Professor of the Department of General Physics, Faculty of Physics, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Lomonosov Moscow State University

Amirov A.A.

Ph.D., Amirkhanov Institute of Physics, Dagestan Scientific Center of Russian Academy of Sciences

Yusupov D. M.

PhD student, Amirkhanov Institute of Physics, Dagestan Scientific Center of Russian Academy of Sciences

Perov N.S.

Head of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *New magnetic materials with unique structural and magnetic properties play a key role in technological progress. Among them, materials exhibiting magnetic phase transition at room temperature are the most promising in the field of magnetic cooling technologies. This work is devoted to a comprehensive study of the first order phase transition parameters of FeRhCo based alloys. Using the experimental data obtained as an example, one of the possible methods for assessing the variation in elemental composition in a sample that exhibits a first-order magnetic phase transition is shown. The problem being solved is especially costly from a fundamental point of view, since the mechanisms of magnetic phase transitions are not fully understood.*

Keywords: *FeRh alloys, magnetic first order phase transition, magneto-caloric effect, doped alloys*

Сплавы на основе FeRh более восьмидесяти лет привлекают внимание ученых. Подобные соединения претерпевают фазовый переход первого рода из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние вблизи комнатной температуры [1]. В процессе данного фазового перехода материал способен проявлять ряд различных эффектов, интересных с практической точки зрения. Несмотря на многолетнее изучение параметров фазового перехода в данных сплавах, их природа и механизмы до конца не изучены [2]. Например, известно, что добавление легирующего элемента приводит к изменению температуры фазового перехода, однако достоверно точно предсказать это изменение не представляется возможным [3].

Данная работа посвящена исследованию влияния легирования кобальтом сплава FeRh на параметры магнитного фазового перехода. В качестве объектов исследования были выбраны образцы FeRhCo с различным содержанием Co (от ат. 2% до ат. 3,5 %). Экспериментальные исследования были проведены с использованием таких методов, как рентгеноструктурный анализ (при помощи Rigaku Miniflex при комнатной температуре), магнитометрия (при помощи вибрационного магнитометра LakeShore 7407 Series в диапазоне температур от 80 К до 300 К), энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия (при помощи электронного микроскопа Tescan Vega), измерение магнитосопротивления четырехточечным методом (в магнитных полях до 3 Тл).

С помощью метода энергодисперсионной спектроскопи была определена неоднородность исследуемых образцов по элементному составу, в результате чего был уточнен их реальный состав. Методом рентгеноструктурного анализа были получены данные о кристаллическом строении образцов. Определена симметрия кристаллической решетки основной фазы, ее параметры кристаллической решетки, объемное содержание дополнительных кристаллографических фаз. Температурные зависимости намагниченности в различных внешних полях напряженностью от 1 до 16 кЭ были измерены с помощью

вибрационного магнитометра. Из полученных данных были определены значения температур, при которых происходит магнитный фазовый переход. Также были измерены значения ширины температурного магнитного гистерезиса. Из анализа данных по зависимости температуры фазового перехода от концентрации кобальта в образце и дифференциальных характеристик температурных зависимостей намагниченности была получена информация о возможном диапазоне вариации содержания кобальта в образцах (в атомных процентах). В качестве дополнительных данных оценка процентного содержания легирующего элемента в сплавах была выполнена из анализа данных магнитосопротивления. Авторы предполагают, что развитие предложенного метода позволит усовершенствовать доступные способы определения элементного состава сплавов с магнитными фазовыми переходами.

Комлев А.С. благодарит фонд «БАЗИС» за стипендиальную поддержку. Перов Н.С. выражает благодарность Минобрнауки России за грант № 075-15-2021-1353. Авторы выражают благодарность Алисе М. Чирковой и проф. Николаю В. Баранову за синтез исследуемых образцов.

Список использованной литературы:

1. Komlev A. S. et al. Magnetothermal Properties of Heavy Rare Earth Metals and Fe–Rh-Based Alloys //Moscow University Physics Bulletin. – 2022. – Т. 77. – №. 5. – С. 690-712.

2. Shirane G., Nathans R., Chen C. W. Magnetic moments and unpaired spin densities in the Fe-Rh alloys //Physical Review. – 1964. – Т. 134. – №. 6A. – С. A1547.

3. Lewis L. H., Marrows C. H., Langridge S. Coupled magnetic, structural, and electronic phase transitions in FeRh //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2016. – Т. 49. – №. 32. – С. 323002.

УДК 538.913

Связанность фазовых переходов на примере поликристаллического сплава $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$

Морозов Е.В.

к.ф-м.н, младший научный сотрудник ФГБУН ИРЭ РАН

Семёнов Д.С.

Инженер ФГБУН ИРЭ РАН

Карпухин Д.А.

Инженер ФГБУН ИРЭ РАН

Коледов В.В.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник ФГБУН ИРЭ РАН

Шавров В.Г.

профессор, главный научный сотрудник ФГБУН ИРЭ РАН

Гамзатов А.Г.

к.ф.м.н., старший научный сотрудник ДФИЦ РАН

Алиев А.М.

к.ф.м.н., старший научный сотрудник ДФИЦ РАН

***Аннотация**: В работе изучается взаимосвязь параллельно проходящих магнитоструктурного фазового перехода (ФП) первого рода и ФП второго рода в точке Кюри, используя метод Ландау и уравнение Ландау-Халатникова в поликристаллическом сплаве $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$. Авторами разработан подход, включающий в себя расчет коэффициентов для записи функции свободной энергии обоих ФП, включая члены магнито-структурного взаимодействия и формфактор конкретного образца. Проверена и подтверждена гипотеза о совпадении точки Кюри с точкой перегиба в графике зависимости M(T) в области ФП в точке Кюри люб ого материала или сплава с последующим вычислением точки Кюри для изучаемого сплава, учитывая его геометрические размеры, приводя в результате общую формулу с точностью до 0.1 K. Величина точки Кюри для сплава $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ составила 291,15 K. Так же приводится расчет констант уравнений Ландау-Халатникова γ_1 и γ_2, показывающий скорости обоих ФП. Разница величин γ_1 и γ_2 показывает различие кинетики и механизма ФП.*

***Ключевые слова:** Магнитоструктурный фазовый переход, точка Кюри, уравнение состояния, кинетика, скрытая теплота, свободная энергия*

Relationship between phase transitions based on the example of polycrystalline alloy $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$

Morozov E. V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Junior Researcher of the Kotelnikov IRE RAS

Semenov D. S.

Engineer of the Kotelnikov IRE RAS

Karpukhin D. A.

Engineer of the Kotelnikov IRE RAS

Koledov V.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher of the Kotelnikov IRE RAS

Shavrov V.G.

Professor, Chief Researcher of the Kotelnikov IRE RAS

Gamzatov A. G.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the DFRC RAS

Aliyev A.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the DFRC RAS

***Abstract**: This work studies the relationship between a parallel first-order magnetostructural phase transition (PT) and a second-order PT at the Curie point using the Landau method and the Landau-Khalatnikov equation in the $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ polycrystalline alloy. The authors have developed an approach that includes the calculation of coefficients for writing the free energy function of both phase transitions, including terms of the magneto-structural interaction and the form factor of a particular sample. The hypothesis about the coincidence of the Curie point with the inflection point in the graph of the M(T) dependence in the PT region at the Curie point of any material or alloy was tested and confirmed, followed by the calculation of the Curie point for the alloy under study, taking into account its geometric dimensions, resulting in a general formula with accuracy up to 0.1 K. The value of the Curie point for the $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ alloy was 291.15 K. The calculation of the constants of the Landau-Khalatnikov equations γ_1 and γ_2 is also given, showing the rates of both PTs. The difference between the values of γ_1 and γ_2 shows the difference in the kinetics and mechanism of PTs.*

***Keywords**: Magnetostructural phase transition, Curie point, equation of state, kinetics, latent heat, free energy*

В последние годы выходит очень большое количество публикаций, посвященных твердотельным фазовым (ФП) переходам в металлах и металлических сплавах [1-4]. Изучение механизмов, причин возникновения, изменение параметров ФП является актуальнейшей проблемой в областях альтернативной энергетики, создании холодильных систем, приборостроения, технологии сенсоров и актюаторов и многих других.

Проблема, обсуждающаяся в настоящей работе, связана с взаимосвязью и возможным взаимодействием между параллельно происходящими ФП. Целью работы – задача, которая заключается в изучении задача нахождении констант в написании свободной энергии, а также используя метод Ландау и уравнение Ландау-Халатникова посчитать скорости магнитоструктурного ФП 1-го рода и ФП в точке Кюри 2-го рода и произвести анализ об их связанности. В работе авторами использовался образец поликристаллического сплава с эффектом памяти формы (ЭПФ) $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ длиной 16 мм, шириной 2 мм и толщиной 2 мм [2]. С точкой Кюри T_C = 291К, а также температуры начала и конца соответственно прямого и обратного метамагнитоструктурного перехода Ms = 261 К, Mf =250 К, As= 258 К, Af= 268 К.

Для изучения термодинамических свойств образцов при ФП первого и второго рода авторы использовали разложение функции свободной энергии Гельмгольца методом Ландау:

$$F = \frac{1}{2}\alpha M^2 + \frac{1}{4}\beta M^4 + \frac{1}{2}NM^2 - MH \quad (1)$$

Где α_0, α и β – магнитные модули $\left(\alpha = \alpha_0(T - T_c)\right)$, N – фактор размагничивания, M – намагниченность образца, H – внешнее поле, T – текущая температура, T_c – температура точки фазового перехода.

Для получения термического уравнения состояния воспользуемся условием:

$$\frac{dF}{dM} = 0 \quad (2)$$

Подставив свободную энергию (1) в (2), получим:

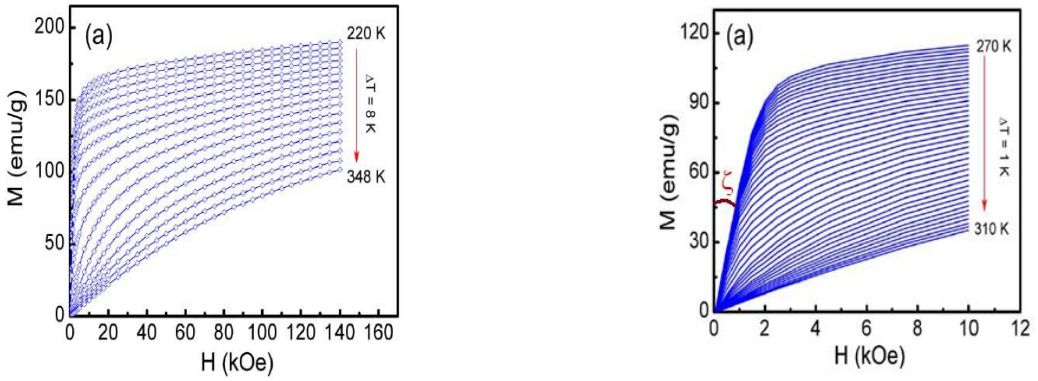
$$\alpha_0(T - T_c)M + \beta M^3 + NM = H \quad (3)$$

Если проводить измерения в точке Кюри в длинном образце, то формфактором можно пренебречь, тогда выражение (3) примет вид:

$$H = \beta M^3 \quad (4)$$

Таким образом, построив зависимость $M^3(H)$, можно найти β.

На рис.1. изображены зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля для образцов гадолиния с разными факторами размагничивания (формфакторами).



(а) (б)

Рис.1. Графики зависимостей намагниченности от внешнего магнитного поля для образцов гадолиния с разными факторами размагничивания (формфакторами) (а) N=0, (б) N≠0 [13].

Тогда фактор размагничивания образца равен котангенсу угла ζ (рис.3б.)

$$N = ctg(\zeta) = \frac{\text{H}}{\text{M}} \qquad (5)$$

Значение коэффициента α_0 подбирается путем сравнения уравнения (3) и снятого экспериментального графика неявной функции зависимости M(T) (3) вблизи ФП в точке Кюри.

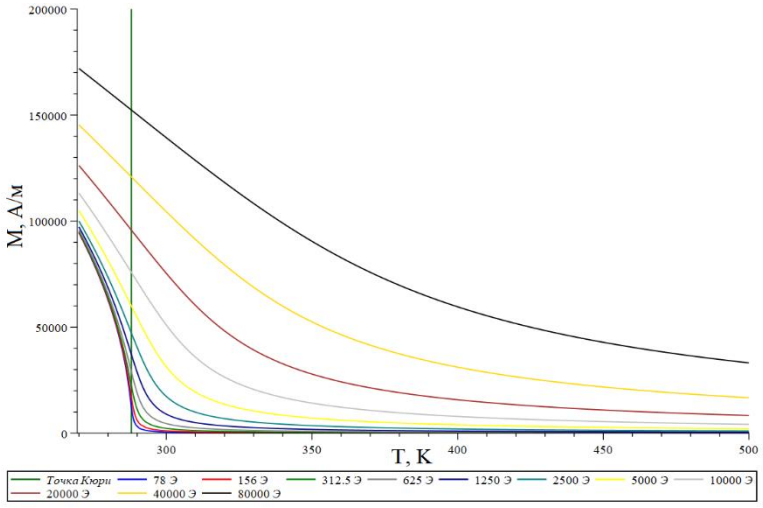


Рис.2. Теоретические графики зависимостей M(T) и точки Кюри в разных магнитных полях для сплава $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$

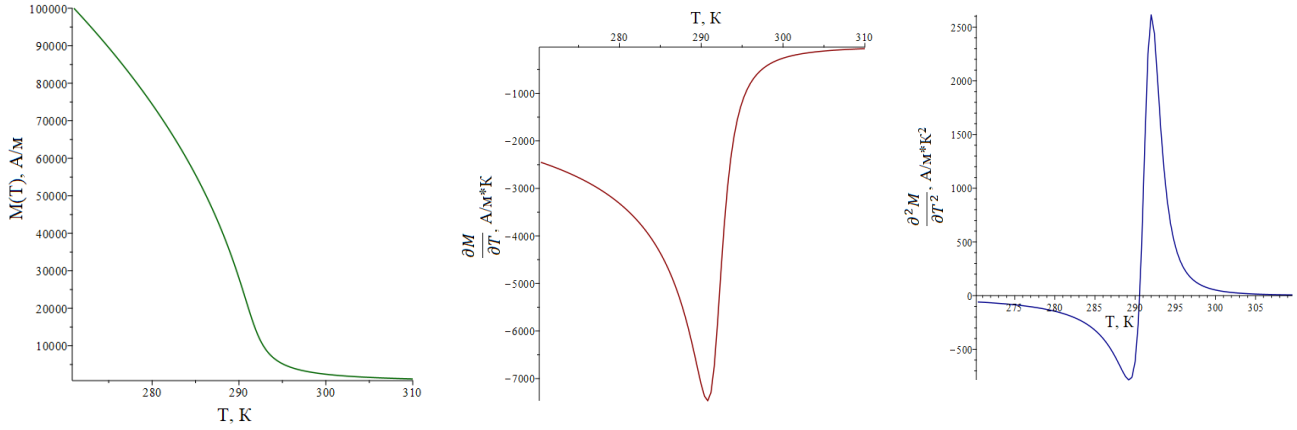
Последним ненайденным параметром остается T_c. Сама по себе точка Кюри – это температурная точка, в которой скачком (ФП 2-го рода) металл или сплав переходит из ферромагнитного состояния в парамагнитное при нулевом магнитном поле. На рис.2. показана серия графиков зависимостей намагниченности от температуры при разных внешних постоянных магнитных полях для сплава $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$. При увеличении внешнего магнитного поля видно смещение точки Кюри в сторону увеличения температуры. Однако дальнейшее теоретическое изучение показывает, что если продифференцировать неявную функцию (3) по температуре $\left(\frac{dM}{dT}\right)$, то получим:

$$\alpha_0 M + \alpha_0 T \frac{\partial M}{\partial T} - \alpha_0 T_M \frac{\partial M}{\partial T} + 3\beta \frac{\partial M}{\partial T} M^2 + N \frac{\partial M}{\partial T} = 0 \qquad (6)$$

Видно, что первая производная намагниченности по температуре не зависит от внешнего магнитного поля. Взяв вторую производную по температуре $\left(\frac{\partial^2 M}{\partial T^2}\right)$, получаем:

$$6\beta M\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)^2 + 2\alpha_0\frac{\partial M}{\partial T} = 3\beta\frac{\partial^2 M}{\partial T^2}M^2 + T\frac{\partial^2 M}{\partial T^2} - \alpha_0 T_c\frac{\partial^2 M}{\partial T^2} + N\frac{\partial^2 M}{\partial T^2} \quad (7)$$

Графики M(T), $\frac{\partial M}{\partial T}$(T) и $\frac{\partial^2 M}{\partial T^2}$(T) представлены на рис.5.



(а) (б) (в)

Рис.5. Температурные зависимости при постоянном поле величиной 20000 А/м в сплаве $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ (а) намагниченности, (б) первой производной намагниченности по температуре, (в) второй производной намагниченности по температуре.

Приравняв $\frac{\partial^2 M}{\partial T^2}$ к нулю в (7), найдём координату ординаты экстремума функции $\frac{dM}{dT}$ (T):

$$6\beta M\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)^2 + 2\alpha_0\frac{\partial M}{\partial T} = 0$$

Настоящее уравнение имеет два корня: $\frac{dM}{dT} = 0$ и $\frac{dM}{dT} = -\frac{\alpha_0}{3\beta M}$. Первый корень не имеет смысла, поскольку при подстановке в (6) получается, что M=0. Подставив второй корень в уравнение (7) получим:

$$\mathrm{T} = T_\mathrm{C} - \frac{N}{\alpha_0} \quad (8)$$

Уравнение (8) показывает температуру точки перегиба для любого из серии графиков на рис.2 и, следуя из этой формулы видно, что абсцисса точки перегиба не зависит от внешнего поля, а зависит только от параметров образца. Используя такой подход можно найти температуру Кюри для любого образца. Для сплава $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$, как видно из графика, T = 290,78, значит, подставив N и α_0, получим T_c = 291,15, что было подтверждено экспериментально.

Настоящая работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. Котельникова РАН.

Список использованных источников

1. Tishin A. M., Spichkin Y. I. Recent progress in magnetocaloric effect: Mechanisms and potential applications //International journal of refrigeration. – 2014. – Т. 37. – С. 223-229.

2. Aliev A. M., Gamzatov A. G. Magnetocaloric effect in manganites in alternating magnetic fields //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2022. – Т. 553. – С. 169300

3. Puri S. Kinetics of phase transitions //Phase Transitions. – 2004. – Т. 77. – №. 5-7. – С. 407-431.

4. Basso V. et al. Hysteresis and phase transition kinetics in magnetocaloric materials //Physica status solidi (b). – 2018. – Т. 255. – №. 2. – С. 1700278

УДК 537.622

Магнитные фазовые переходы селенида тулия, замещенного марганцем

Романова О.Б.

к. ф. – м. н., с.н.с., Института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Аплеснин С.С.

д.ф.-м.н., профессор, вед. н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Удод Л.В.

к. ф. – м. н., н.с., Института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Живулько А.М.

к. ф. – м. н., с.н.с., ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»

Янушкевич К.И.

д.ф.-м.н., вед. н.с., ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»

Аннотация. *Данная работа посвящена исследованию магнитных фазовых переходов катион – замещенного селенида тулия* $Tm_{1-X}Mn_XSe$ *(*$0 \le X \le 0.2$*) в диапазоне температур (77 - 1000 К) и магнитных полей до 12 кЭ. Исследована кристаллическая структура синтезированных соединений методом рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии. Обнаружено, что изменение валентности с ростом концентрации сопровождается изменением параметра кристаллической ячейки и уменьшением магнитного момента. В области низких и комнатных температур установлены температуры Кондо обусловленные марганцевой и тулиевой подсистемой.*

Ключевые слова: *халькогениды, структура, намагниченность, температура Кондо.*

Magnetic phase transitions of tulium selenide substituted by manganese

Romanova O.B.

PhD, senior researcher
Kirensky Institute of Physics, FRC SB RAS

Aplesnin S.S.

Professor, leading researcher
Kirensky Institute of Physics, FRC SB RAS

Udod L.V.

PhD, researcher
Kirensky Institute of Physics, FRC SB RAS

Zhivulko A.M.

PhD, senior researcher
Scientific-Practical Materials Research Center NAS, Belarus

Yanushkevich K.I.

Professor, leading researcher
Scientific-Practical Materials Research Center NAS, Belarus

Annotation. *The work is dedicated to the study of magnetic phase transitions of cation-substituted thulium selenide $Tm_{1-X}Mn_XSe$ ($0 \le X \le 0.2$) in the temperature range (77-1000 K) and magnetic fields up 12 kOe. The crystal structure of the synthesized compounds was studied by X-ray diffractions analysis and electron microscopy. It has been established that a change in valence with increasing concentration is accompanied by a change in the crystal cell parameter and a decrease in the magnetic moment. In the region of low and room temperatures, the Kondo temperatures are determined by the manganese and thulium subsystem.*

Keywords: *chalcogenides, structure, magnetization, Kondo temperature*

Системы, допированные редкоземельными элементами с переменной валентностью, представляют собой уникальную группу соединений, сочетающих разнообразие магнитных и электрических свойств. Уникальность халькогенидов редкоземельных элементов обусловлена тем, что в зависимости от числа электронов (четное или нечетное) на 4f уровне и расположения уровня Ферми можно получить щель или квазищель с разным типом проводимости, магнитной восприимчивости в области низких температур [1].

Структурные, электронные фазовые переходы, а также магнитотраспортные эффекты в селениде тулия и его твердых растворах преимущественно исследовали в низкотемпературной области, в области магнитного фазового перехода [2]. Исходный селенид тулия Tm_XSe допускает изменение валентности от промежуточной $Tm^{+2.7}$ для X=1 до Tm^{+3} для X=0.87 в рамках гранецентрированной кубической структуры с уменьшением постоянной элементарной ячейки от 0.5705 до 0.5628 нм [3]. TmSe является антиферромагнетиком с $T_N \sim$ 2,9 К с магнитным моментом 7.56μ_B для трехвалентного иона тулия и 4μ_B для двухвалентного. Магнитные и проводящие свойства TmSe зависят от термической обработки, которые влияют на формирование либо смешанного, либо промежуточного валентного состояния, а также на стехиометрию во время роста кристаллов и на распределение вакансий и дефектов [4]. Как в самом селениде тулия, так и в его твердых растворах наблюдается уменьшение магнитного момента с ростом концентрации замещения. Причиной уменьшения момента может быть промежуточная валентность, так и Кондо эффект.

Цель данной работы заключается в установлении магнитных фазовых переходов, температур Кондо в катион-замещенных твердых растворах $Tm_{1-X}Mn_XSe$.

Образцы системы $Tm_{1-X}Mn_XSe$ ($0 \le X \le 0.2$) синтезированы методом твердофазной реакции в вакуумированных кварцевых ампулах с последующим гомогенизирующим отжигом и закалкой в холодную воду. Более подробное описание методики синтеза поликристаллических соединений представлено в работе [5].

Согласно данным рентгеноструктурного анализа твердые растворы системы $Tm_{1-X}Mn_XSe$ являются двухфазными. Основная и доминирующая фаза принадлежит гранецентрированной кубической структуре типа NaCl пространственной группы *Fm3m* (225), характерной для моноселенида тулия [6]. Сопутствующая фаза на рентгенограммах, полученных с поверхности образцов, подвергнутых отжигу с медленным охлаждением, соответствует соединению Tm_2O_2Se [7].

По результатам анализа дифрактограмм рентгеновских исследований определен параметр кубической элементарной ячейки *a* синтезированных составов $Tm_{1-X}Mn_XSe$ ($0 \le X \le 0.2$), который с ростом концентрации увеличивается от 0.563 нм (для X=0) до 0.565 нм (X=0.2). Постоянная решетки является хорошим индикатором валентности в редкоземельных соединениях и сплавах. Увеличение параметра элементарной ячейки вблизи концентрации

протекания X_c=0.17 при комнатной температуре сопровождается изменением валентности тулия.

Проведен анализ морфологии поверхности синтезированных образцов системы $Tm_{1-X}Mn_XSe$, который согласуется с данными рентгеноструктурного анализа и подтверждает присутствие элементов туллия, марганца, селена и небольшой процент кислорода. Синтезированные образцы имеют ровную сплошную поверхность и макро-гранулярную структуру. С ростом концентрации внедрения марганца в матрицу селенида тулия гранулы приобретают более четкое очертание границ, однако хорошая плотность их остаются неизменной, что несомненно будет влиять на проводящие свойства системы.

Положение *4f* уровня относительно 5d зоны можно регулировать внедрением ионов марганца в решетку TmSe, что повлияет на поведение температурной зависимости магнитной восприимчивости и намагниченности синтезированных на его основе твердых растворов. На рис.1 представлены температурные зависимости намагниченности для исходного соединения TmSe и его твердых растворов $Tm_{1-X}Mn_XSe$. Эти зависимости удовлетворительно описываются в форме закона Кюри-Вейсса, учитывающей вклад от сопутствующей парамагнитной фазы Tm_2O_2Se и *d-f* взаимодействий:

Для исходного TmSe:

$$\chi = \frac{w_1 C_{hex}}{T} + \frac{w_2 C_{TmSe}}{T+\Theta_{TmSe}} + \chi_k^{TmTm} \qquad (1)$$

Для твердых растворов $Tm_{1-X}Mn_XSe$:

$$\chi = \frac{w_1 C_{hex}}{T} + \frac{w_2 C_{TmSe}}{T+\Theta_{TmSe}} + \chi_k^{MnTm} + \chi_k^{TmTm} \qquad (2)$$

Где $\frac{\chi_1 C_{hex}}{T}$ вклад от гексагональной сопутствующей фазы Tm_2O_2Se, $\frac{\chi_2 C_{TmSe}}{T+\Theta_{TmSe}}$ вклад от кубической фазы TmSe, χ_k^{MnTm} вклад от взаимосвязи 3d с 4f электронами и χ_k^{TmTm} вклад от взаимосвязи 5d с 4f электронами. Определённые из уравнений (1) и (2) температуры являются температурами Кондо (T_k $^{(Tm\text{-}Tm)}$,*K*) и (T_k $^{(Mn\text{-}Tm)}$, *K*). При этих температурах на зависимости σ (T) селенида тулия и его твердых растворов обнаружены аномалии.

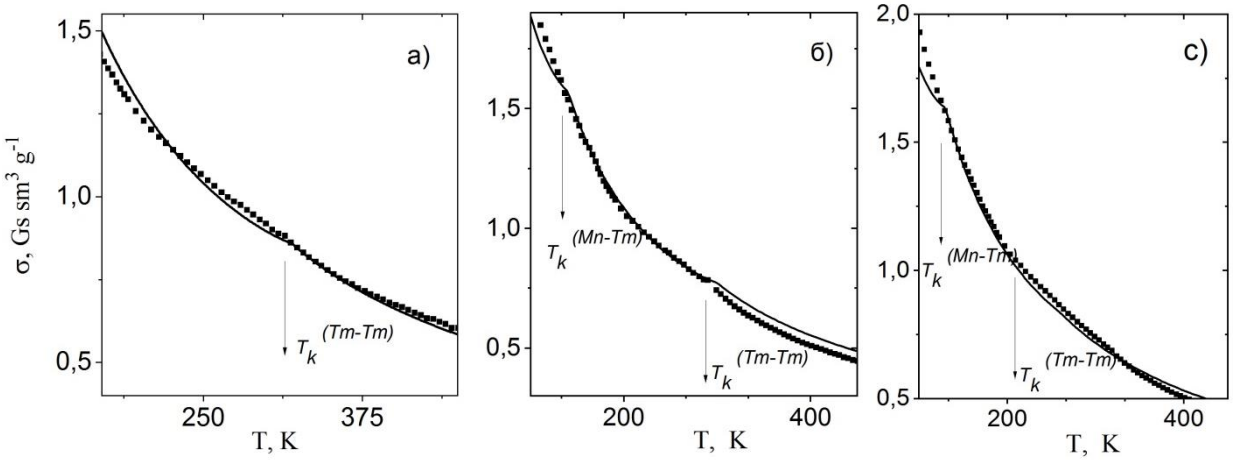


Рис.1 Температурная зависимость намагниченности системы $Tm_{1-X}Mn_XSe$ с концентрацией замещения X= 0 (а), 0.1(б), 0.2(с) измеренной в магнитном поле H=8.6 кЭ. Линиями представлен результат аппроксимации для систем TmSe уравнение (1) и $Tm_{1-X}Mn_XSe$ (X=0.1 и 0.2) уравнение (2)

Аномалия в области ~320K обнаружена на температурной зависимости намагниченности для исходного селенида тулия и соответствует температуре Кондо (T_k $^{(Tm\text{-}Tm)}$,*K*) обусловленной взаимодействием ионов тулия (рис.1а). Температура Кондо T_k $^{(Tm\text{-}Tm)}$, определенная из уравнения (2) обнаружена на кривых σ(T) образцов системы $Tm_{1-X}Mn_XSe$ с X=0.1, X=0.2 и

составляет 290К и 250К соотвественно (рис.1 б, с). При замещении тулия марганцем для X=0.1 и X=0.2 на температурных зависимостях магнитной восприимчивости и намагниченности обнаружена дополнительно небольшая аномалия, связанная с температурой Кондо $T_k^{(Mn-Tm)}$=140 и 130К соотвественно, обусловленная взаимодействием марганцевой подсистемой с 4f электронами. Видно, что с ростом концентрации марганца в системе TmSe значения температур Кондо смещаются в низкотемпературную область, т.е значение температуры Кондо меняется в результате гибридизации *d* и *f* электронов.

Магнитный момент, определенный из зависимости обратной магнитной восприимчивости, для TmSe и его твердых растворов $Tm_{1-X}Mn_XSe$ плавно уменьшаться с ростом концентрации марганца от 5,1μ_B (X=0) до 4,38μ_B (X=0.2) и практически не меняется выше концентрации протекания X_C=0.17. Согласно работе [8] для иона тулия магнитный момент сильно зависит от валентности. Такое поведение магнитного момента согласуется с литературными данными [8] и связывается с образованием промежуточной валентности с ростом концентрации внедрения марганца. Согласно теоретическим расчетам [9] в этой области температур (400-500 К) меняется заселенность 4f уровня, что, скорее всего, проявится в высокотемпературных аномалиях транспортных свойств, исследуемых методом импедансной спектроскопией и термоЭДС.

Таким образом, замещение тулия марганцем в системе $Tm_{1-X}Mn_XSe$ с концентрацией замещения ($0 \le X \le 0.2$) приводит к изменению параметра элементарной ячейки и уменьшению магнитного момента вызванного изменением валентности ионов тулия с ростом концентрации и температуры. Замещение тулия марганцем приводит к двум аномалиям в температурном поведении магнитной восприимчивости и намагниченности, которые вызваны обменным взаимодействием носителей заряда *3d -4f* и *5d -4f* в низкотемпературной области и в области комнатных температур соответственно.

Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания ИФ СО РАН.

Список использованных источников:

1. Ramakrishnan T. V. Strongly Correlated Electrons in Solids // Curr . Sci. – 2008. - V. 95. – P. 1284–1309.

2. Debray D., Sayetat F., Decker D.L. Anomalous thermal expansion of nonstoichiometric TmSe // Phys. Rev. B. – 1987. – V. 35. – P. 6796 - 6799.

3. Kaldis E., Fritzler B., Jilek E., Wisard A. Phase relationships and structural investigations in TmSe and alloys // J. Phys. Colloques – 1979.-V. 40. - C5-366 – C5-369.

4. Batlogg B., Ott H.R., Kaldis E., Thöni W., Wachter P. Magnetic mixed valent TmSe // Phys. Rev. B – 1979. – V. 19 – P. 247-259.

5. Romanova O.B., Aplesnin S.S., Sitnikov M.N., Udod L.V., Shabanov A.V., Yanushkevich K.I., Galyas A.I., Zhivulko A.M. Structural and electronic transitions in thulium-substituted manganese selenide // Ceram. Int. – 2022. – V. 48. – P. 29822-29828

6. Aplesnin S.S., Romanova O.B., Galays A.I., Zhivulko A.M., Yanushkevich K.I. Synthesis conditions, crystal structure and magnetic properties of Mn-Tm-Se selenides // Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physical-technical series -2022.- V. 67. – P. 135–143.

7. Guittard Par M., Flanaut J., Domange L. La série complete des oxyséléniures des terres rares et d'yttrium // Acta Cryst. – 1966 – V. 21.- P. 832.

8. Holtzberg F., Penney T., Tournier R. Valence instabilities of Tm in its compounds and solid solutions // J. Phys. Colloques – 1979. - V. 40. - P. C5-314 – C5-320.

9. Zlatić V., Monnier R. Theory of the thermoelectricity of intermetallic compounds with Ce or Yb ions // Phys. Rev. B – 2005. – V. 71. – P. 165109 (12).

УДК 537.622

Влияние замещения в ортоферрите $HoFe_{1-x}Mn_xO_3$ на особенности фазовой диаграммы при малых концентрациях марганца (x<0.1)

Шайхутдинов К.А.

к.ф.-м. н., зав. лаб. ИФ СО РАН

Семенов С.В.

к.ф.-м. н., СНС ИФ СО РАН

Скоробогатов С.А.

к.ф.-м. н., НС ИФ СО РАН

Фрейдман А.Л.

к.ф.-м. н., с.н.с. ИФ СО РАН

Аннотация. *Ортоферриты редкоземельных элементов широко исследованы и проявляют спонтанные магнитные переходы. В то же время, соединения с замещением 3d-элементов исследованы достаточно слабо. В данной работе проведено исследование магнитных свойств монокристаллов ортоферрита гольмия с замещением ионов Fe^{3+} ионами Mn^{3+}. Из магнитных измерений установлено, что при замещении железа на марганец изменяется тип магнитного ориентационного перехода от перехода II рода (AxFyGz –> CxGyFz) к переходу первого рода (AxFyGz –> GxCyAz) с наличием слабого ферромагнитного момента только в направлении b (для установки Pnma). Последнее позволяет использовать степень замещения, как инструмент создания материала с заданными магнитными свойствами. Кроме этого, установлено, что при малых концентрациях марганца (x<0.1) на фазовой диаграмме $HoFe_{1-x}Mn_xO_3$ наблюдается более сложный переход AxFyGz –> GxCyAz–> CxGyFz.*

Ключевые слова: *ортоферриты, фазовые переходы, спонтанная магнитострикция*

Effect of substitution in orthoferrite $HoFe_{1-x}Mn_xO_3$ on the features of the phase diagram at low manganese concentrations (x<0.1)

Shaykhutdinov K.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Head of laboratory, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center

Semenov S.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, senior scientist, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center

Skorobogatov S.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, research officer, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center

Freidman A.L.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, senior scientist, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center

Annotation. *Rare earth orthoferrites have been widely studied and exhibit spontaneous magnetic transitions. At the same time, compounds with substitution of 3d-elements have been studied rather poorly. In this work, we studied the magnetic properties of holmium orthoferrite single crystals with the replacement of Fe^{3+} ions by Mn^{3+} ions. From magnetic measurements it has been established that when iron is replaced by manganese, the type of magnetic orientation transition changes from a second-order transition (AxFyGz –> CxGyFz) to a first-order transition (AxFyGz –> GxCyAz) with the presence of a weak ferromagnetic moment only in the b direction (for the Pnma installation). The latter makes it possible to use the degree of substitution as a tool for creating a material with specified magnetic properties. In addition, it has been established that at low concentrations of manganese (x<0.1) a more complex transition AxFyGz –> GxCyAz–> CxGyFz is observed in the $HoFe_{1-x}Mn_xO_3$ phase diagram.*

Keywords: *orthoferrites, phase transitions, spontaneous magnetostriction*

Ортоферриты редкоземельных элементов привлекают большое внимание и широко исследовались начиная с середины 20-го века. Однако, и до настоящего времени появляются новые публикации посвященные исследованию магнитных свойств этого семейства [1-3]. Последнее обусловлено богатой фазовой диаграммой, наличием 3d- и 4f-элементов и их взаимодействием между собой.

В данной работе проведено исследование монокристаллов ортоферрита гольмия $HoFe_{1-x}Mn_xO_3$ с замещением ионов Fe^{3+} ионами Mn^{3+} методом дилатометрии и магнитных измерений с замещениями x=0, 0,05, 0,1. Исследование магнитных свойств монокристаллов $HoFe_{1-x}Mn_xO_3$ с большими концентрациями x были проведены в работе [4] Образцы монокристаллов выращены методом зонной плавки. Измерения относительной деформации были произведены без приложения магнитного поля, в то время как намагниченность измерялась во внешнем магнитном поле напряженностью 100 Oe. Результаты измерений температурных зависимостей намагниченности M и относительной деформации λ для состава с x=0,05 приведены на рис. 1.

Как видно из рисунка, по мере уменьшения температуры наблюдается два магнитных фазовых перехода. По мере уменьшения температуры при T = 96 K происходит переход из фазы AxFyGz (слабый ферромагнитный момент вдоль оси *b*) в фазу коллинеарного антиферромагнетика GxCyAz, а при температуре T = 17 K наблюдается переход, соответствующий формированию фазы CxGyFz (слабый ферромагнитный момент вдоль оси c). Между двумя этими переходами существует температурная область соответствующая промежуточной фазе (коллинеарное антиферромагнитное упорядочение). Последнее не свойственно чистому соединению $HoFeO_3$, где промежуточное коллинеарное состояние не наблюдается. Таким образом, замещение ионов Fe3+ ионами Mn3+ приводит к возникновению новой магнитной фазы. Также заметим, что замещение приводит к сдвигу температур указанных фазовых переходов, открывая, таким образом, возможность контроля магнитных свойств путем изменения степени замещения *x*.

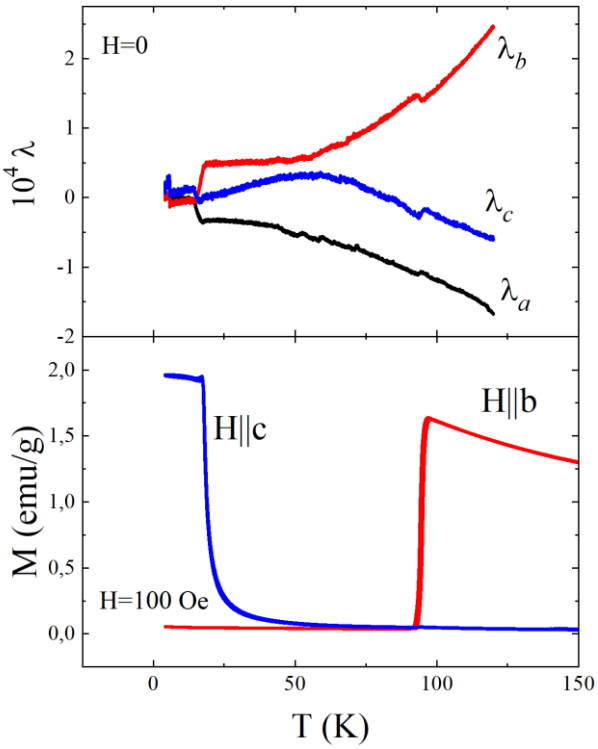


Рис. 1. Температурные зависимости относительной деформации λ и намагниченности M монокристалла $HoFe_{1-x}Mn_xO_3$ с x=0.05 (кристаллографические оси определены в системе Pnma)

Как видно из результатов измерений относительной деформации, в температурах фазовых переходов также наблюдаются аномалии теплового расширения, что обусловлено изменением магнитного порядка и возникновением спонтанной магнитострикции.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-10026, https://rscf.ru/project/23-22-10026/, Красноярского краевого фонда науки.

Список использованной литературы:

1. A. Podlesnyak, S. Nikitin, and G. Ehlers, Low-energy spin dynamics in rare-earth perovskite oxides// Journal of Physics: Condensed Matter – 2021 – 33 – 403001.

2. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov& Th. Rasing, Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses.// Nature – 2005 – 435.7042: 655-657.

3. S. Artyukhin, M. Mostovoy, N. P. Jensen, et al, Solitonic lattice and Yukawa forces in the rare-earth orthoferrite $TbFeO_3$ //Nat. Mater. – 2012 – 11 – 694.

4. К.А. Шайхутдинов, С.А. Скоробогатов, Ю.В. Князев, Т.Н. Камкова, А. Д. Васильев, С.В. Семенов, М.С. Павловский, А.А. Красиков. Управление температурой спин-переориентационного перехода в монокристаллах ортоферритов $HoFe_{1-x}Mn_xO_3$. // ЖЭТФ, т. 165, №5, с.1-15 (2024).

УДК 537.622.5

Намагниченность твердых растворов антиферромагнетиков $Ni_{3-x}Co_xB_2O_6$ с конкурирующей ориентацией осей анизотропии

Софронова С.Н.

к.ф-м.н., доцент, Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Великанов Д.А.

д.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Карташев А.В.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Павловский М.С.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Мошкина Е.М.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Чернышев А.В.

аспирант, Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитных свойств ряда твердых растворов $Ni_{3-x}Co_xB_2O_6$ со структурой котоита, где x = 0; 0,19; 0,6; 0,93; 2. Соединения $Ni_3B_2O_6$ и $Co_3B_2O_6$ являются антиферромагнетиками, при этом легкая ось намагничивания в этих соединениях совпадает с кристаллографическими направлениями c и b, соответственно. Обнаружено, что в твердом растворе $Ni_{2,81}Co_{0,19}B_2O_6$ появляется вторая особенность в низкотемпературной области, при этом в других твердых растворах второй особенности в низкотемпературной области не наблюдается. При концентрации ионов кобальта x>0,9 магнитные моменты ориентируются преимущественно вдоль оси b.*

Ключевые слова: *антиферромагнетики, легкая ось намагничивания, твердые растворы*

Magnetization of solid solutions of anti-ferro-magnets $Ni_{3-x}Co_xB_2oO_6$ with competing orientation of anisotropy axes

Sofronova S.N.

Dr.Sc., Associate Professor, L. V. Kirensky Institute of Physics FRC KSC SB RAS

Velikanov D.A.

Dr.Sc.,, Senior Researcher, L. V. Kirensky Institute of Physics FRC KSC SB RAS

Kartashev A.V.

Dr.Sc.,, Senior Researcher, L. V. Kirensky Institute of Physics FRC KSC SB RAS

Pavlovskii M.S.

Dr.Sc., Senior Researcher, L. V. Kirensky Institute of Physics FRC KSC SB RAS

Moshkina E. M.

Dr.Sc., Senior Researcher, L. V. Kirensky Institute of Physics FRC KSC SB RAS

Chernyshev A.V.

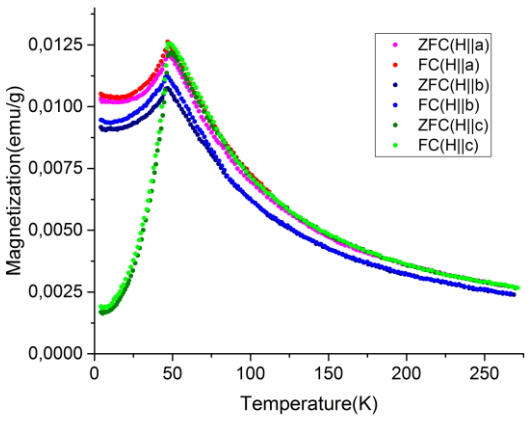
postgraduate student, L. V. Kirensky Institute of Physics FRC KSC SB RAS

Annotation. *The work is present the study of the magnetic properties of $Ni_{3-x}Co_xB_2O_6$ solid solutions with the kotoite structure, where x = 0; 0.19; 0.6; 0.93; 2. The compounds $Ni_3B_2O_6$ and $Co_3B_2O_6$ are antiferromagnets, and the easy axis of magnetization in these compounds coincides with the crystallographic directions c and b, respectively. It was found that in the $Ni_{2.81}Co_{0.19}B_2O_6$ solid solution a second feature appears in the low-temperature region, while in other solid solutions the second feature in the low-temperature region is not observed. When the cobalt ion concentration x>0.9, the magnetic moments are oriented predominantly along the b axis.*

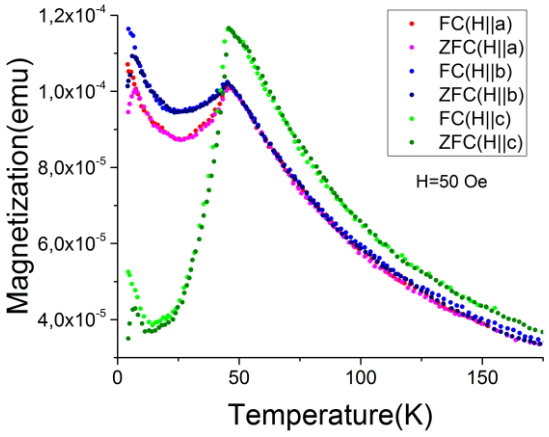
Keywords: *antiferromagnets, easy axis of magnetization, solid solutions*

Твердые растворы антиферромагнетиков со смешанной анизотропией можно рассматривать как новый способ управления свойствами однофазных магнетиков. Смешение магнитных ионов с несовпадающими одноионными анизотропиями приводит к образованию того, что можно рассматривать как композит на атомном уровне. Анизотропия, которая зависит от случайного распределения магнитных ионов по узлам кристаллической решетки, и обменные взаимодействия способствуют возникновению фрустраций, что может привести к так называемой наклонной антиферромагнитной фазе. В наклонной антиферромагнитной фазе упорядоченные моменты ориентированы в сторону от любой из легких осей, наблюдаемых в стехиометрических соединениях [1-3].

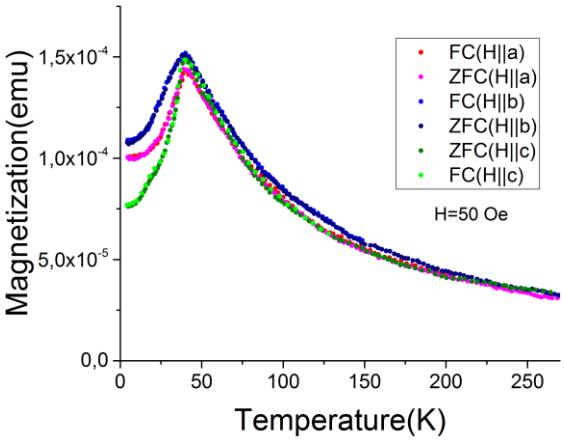
Твердые растворы $Ni_{3-x}Co_xB_2O_6$ относятся к антиферромагнетикам со смешанной анизотропией. В стехиометрических соединениях $Ni_3B_2O_6$ и $Co_3B_2O_6$ легкая ось намагничивания совпадает с кристаллографическими направлениями *c* и *b*, соответственно. Таким образом, оси легкого намагничивания взаимозаменяемых магнитных ионов никеля и кобальта ортогональны друг другу. Ранее нами с помощью раствор-расплавного метода был получен ряд монокристаллов соединений $Ni_{3-x}Co_xB_2O_6$ со структурой котоита, где x = 0; 0,19; 0,6; 0,93; 2 [4]. Технология выращивания монокристаллов, структурная характеризация полученных образцов приведена в [4]. В данной работе приведено исследование магнитных свойств полученных соединений. На рис. 1 приведены ориентационные температурные зависимости намагниченности всех шести составов, снятые на вибрационном магнитометре [5] в поле H= 50 Oe в режимах охлаждения в поле (FC) и охлаждения без поля (ZFC).



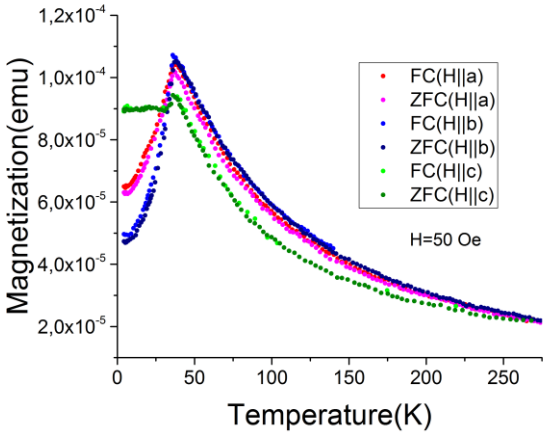
а)



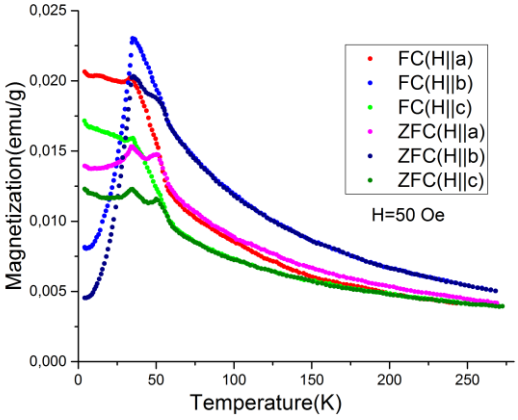
б)



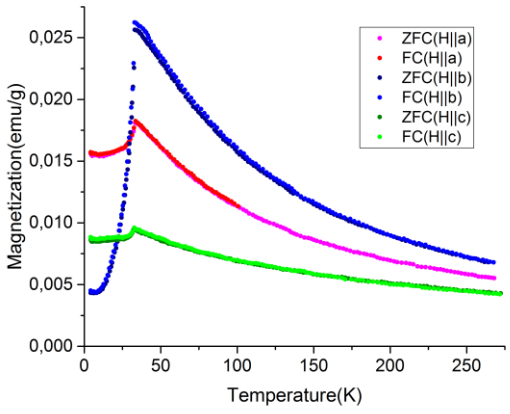
в)



г)



д)



е)

Рис. 1. Ориентационные температурные зависимости намагниченности, снятые в поле H= 50 Oe в режимах охлаждения в поле (FC) и охлаждения без поля (ZFC) для $Ni_3B_2O_6$ (а), $Ni_{2.81}Co_{0.19}B_2O_6$ (б), $Ni_{2.4}Co_{0.6}B_2O_6$ (в), $Ni_{2.07}Co_{0.93}B_2O_6$ (г), $NiCo_2B_2O_6$ (д) и $Co_3B_2O_6$ (е).

Как видно из рис. 1, в соединениях $Ni_3B_2O_6$ и $Ni_{2.81}Co_{0.19}B_2O_6$ ось легкого намагничивания совпадает с кристаллографическим направлением *c*. Однако, при включении в состав небольшой (x=0,19) доли ионов кобальта в низкотемпературной области возникает еще одна особенность, которая не наблюдается в составах с большим содержанием ионов кобальта. В соединениях $NiCo_2B_2O_6$ и $Co_3B_2O_6$ ось легкого намагничивания совпадает с кристаллографическим направлением *b*. Интересно отметить, что в $NiCo_2B_2O_6$ на намагниченности, снятой в режиме охлаждения без поля есть особенности выше температуры магнитного упорядочения, тогда как на намагниченности, снятой в режиме охлаждения в поле, таких особенностей не наблюдается. В соединениях $Ni_{2.4}Co_{0.6}B_2O_6$ и $Ni_{2.07}Co_{0.93}B_2O_6$ магнитные моменты не ориентированы вдоль одной их кристаллографических осей, в этих составах возможно возникновение наклонной антиферромагнитной фазы.

Учет спин-орбитального взаимодействия при расчете энергии ферромагнитного состояния с помощью программного пакета Wien2k показывает, что в стехиометрических соединениях $Ni_3B_2O_6$ и $Co_3B_2O_6$ легкая ось намагничивания совпадает с кристаллографическими направлениями *c* и *b*, соответственно, что согласуется с экспериментальными данными. В $Ni_2CoB_2O_6$ согласно теоретическим расчетам наиболее выгодно магнитным моментам ориентироваться вдоль направления *b*, что также отчасти согласуется с экспериментальными исследованиями намагниченностями: в соединении $Ni_{2.07}Co_{0.93}B_2O_6$ намагниченность перпендикулярна кристаллографической оси *c*, а намагниченность лежит в плоскости *ab*.

Благодарность

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности, проект № 23-12-20012 (https://rscf.ru/project/23-12-20012/).

Список использованных источников:

1. Fishman S., Aharony A. Phase diagrams of multicritical points in randomly mixed magnets with mixed anisotropies // Phys. Rev. B. – 1978. – № 18. – P. 3507-3520.
2. Oguchi T., Ishikawa T. Theory of a mixture of two anisotropic antiferromagnets with different easy axis // Journal of the Physical Society of Japan. – 1978. – № 45. – P. 1213
3. Mano H. Possible phase diagrams of systems with competing anisotropies // Prog. Theo. Phys. Suppl. –. 1990. – № 101. – P. 597
4. Sofronova S., Moshkina E., Chernyshev A. [et al] Crystal growth and cation order of $Ni_{3-x}Co_xB_2O_6$ oxyborates // Crysengcomm. – 2024. – in print
5. Velikanov D.A. High-sensitivity measurements of the magnetic properties of materials at cryogenic temperatures // Inorg. Mater. Appl. Res. – 2020. – № 11. – P. 801–808

УДК 538.955

Метамагнетизм зонных электронов, вызванный гигантскими сингулярностями ван Хова плотности электронных состояний

Василевский Ф.А.

инженер-исследователь, ИФМ УрО РАН

Игошев П.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, ИФМ УрО РАН

Аннотация. *Исследуется зонный метамагнетизм в модели Хаббарда для различных электронных спектров, имеющих гигантские сингулярности ван Хова плотности электронных состояний, что обеспечивает ее сильную положительную кривизну как функции энергии. Обнаружен и исследован метамагнитный переход в случае, когда уровень Ферми расположен вблизи положения особенности ван Хова. Исследованы температурные зависимости намагниченности и восприимчивости в зависимости от электронной концентрации. Построена фазовая диаграмма в переменных концентрация-кулоновское взаимодействие.*

Ключевые слова: *зонный метамагнетизм, модель Хаббарда, сингулярности ван Хова, магнитные фазовые переходы первого рода*

Metamagnetism of itinerant electrons caused by giant van Hove singularities in the density of states

Vasilevskiy F.A.

Research Engineer, Institute of Metal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Igoshev P.A.

Ph.D., Senior Researcher, Institute of Metal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Annotation. *Itinerant metamagnetism is investigated in the Hubbard model for various electronic spectra having giant van Hove singularities of the density of states, which ensures its strong positive curvature as a function of energy. A metamagnetic transition has been discovered and investigated in the case when the Fermi level is located near the position of the van Hove singularity. The temperature dependences of magnetization and susceptibility depending on the electron concentration are investigated. A phase diagram is constructed in the concentration-Coulomb interaction variables.*

Keywords: *Itinerant metamagnetism, Hubbard model, van Hove singularities, magnetic first order phase transitions.*

Согласно критерию Стонера, необходимым условием ферромагнитного упорядочения в материалах с коллективизированными электронами (металлах) является высокое значение плотности электронных состояний (ПЭС) $\rho(\epsilon)$ на уровне Ферми E_F: $U\rho(E_F) > 1$, где U — параметр кулоновского взаимодействия. При этом хорошо известно, что критерий Стонера существенно недооценивает критическое U, при котором может формироваться ферромагнитный порядок [1]. Учет корреляционных эффектов был выполнен в рамках функциональной ренормгруппы для невырожденной модели Хаббарда для гранецентрированной кубической решетки (ГЦК) [2]. Было показано, что экранирование электрон-электронного взаимодействия электронов в частично-частичном канале приводит к подавлению ферромагнетизма в том случае, когда плотность состояний недостаточно велика в окрестности уровня Ферми. Этот факт

приводит к существенному усилению критерия ферромагнетизма в невырожденной модели Хаббарда, которому можно удовлетворить лишь в том случае, когда плотность электронных состояний содержит гигантскую (для трехмерных решеток) особенность ван Хова [3-5].

Зонный метамагнетизм представляет собой явление, заключающееся скачкообразном изменении состояния зонного магнетика, сопровождающимся изменением его намагниченности, под действием внешнего магнитного поля и соответствует фазовому переходу первого рода [6]. Условием для возникновения метамагнетизма является положительная кривизна плотности состояний $\rho(\epsilon)$ как функции энергии ($d^2\rho/d\epsilon^2 > 0$) в окрестности уровня Ферми [6]. Одним из таких механизмов может быть наличие сингулярностей ван Хова в электронном спектре [3]. Это обстоятельство делает задачу об определении условий метамагнитного перехода для того случая, когда уровень Ферми находится вблизи выраженной (гигантской) особенности ван Хова особенно актуальной.

В работе мы сравниваем характер метамагнитного фазового перехода для различных решеток: (1) для ГЦК решетки с различным $\tau = t/t'(t$ — интеграл переноса для ближайших соседей, t' — для следующих за ближайшими), при значениях $\tau = -0.52$ и $\tau = -0.54$ плотность состояний будет иметь сильную кривизну и особенность в виде плато ван Хова, см. рис. 1 [3]; (2) квадратная решетка с анизотропным спектром в в приближении ближайших и следующих за ближайшими соседями, в котором интегралы переноса между ближайшими соседями зависят от направления, что обеспечивает возможность возникновения двух пиков ПЭС и области между ними с большой кривизной; (3) бесконечномерная ГЦК решеткой, имеющая сингулярность ван Хова плотности состояний на дне зоны $\epsilon = 0$ [7].

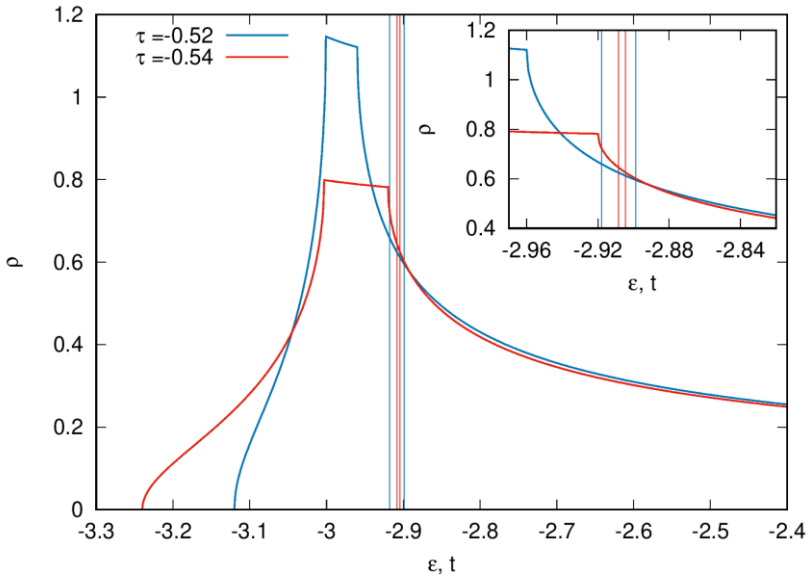


Рис. 1 Плотность состояний $\rho(\epsilon)$ *для ГЦК решетки при* $\tau = -0.52$ *и* $\tau = -0.54$.

Исследуя такую модель в приближении среднего поля, получим систему уравнений для нахождения магнитных свойств [1]. Эта система решалась численно относительно намагниченности m и химпотенциала μ при заданных значениях для кулоновского взаимодействия U, электронной концентрации n и магнитного поля h. Для метамагнетизма необходимо наличие двух минимумов свободной энергии $F(m)$, соответствующих парафазе m_{PM} и ферромагнитной фазе m_{FM}, причем в нулевом поле $F(m_{\mathrm{PM}}) < F(m_{\mathrm{FM}})$, тогда при определенном значении поля минимумы становятся равны и происходит фазовый переход, сопровождающийся скачкообразным изменением намагниченности.

Исследуем зависимость $m = m_i\big(n, h_{\mathrm{c}}(n)\big)$, получим зависимость намагниченности от поля, показанную на рис. 2 для ГЦК решетки (a) для $\tau = -0.52$ и (b) для $\tau = -0.54$. Данная зависимость имеет характерный для метамагнитного фазового перехода вид: при определенном значении внешнего магнитного поля m изменяется скачком. Видно, что зонный метамагнетизм

сохраняется и при увеличении температуры, но концентрационный интервал, для которого наблюдается скачок намагниченности, становится заметно меньше.

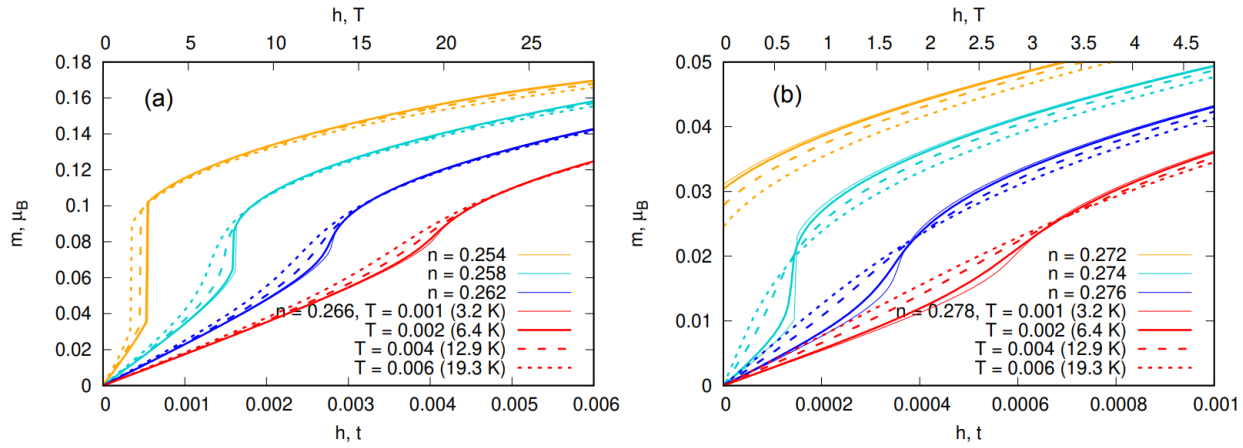


Рис. 2. Зависимость намагниченности от магнитного поля при различных значениях концентрации и температуры для ГЦК решетки $U = 1.5$. *(a)* $\tau = -0.52$ *(b) и* $\tau = -0.54$.

Были вычислены коэффициенты эффективного функционала Ландау для свободной энергии $F_{\text{Landau}}(m)$ как функции намагниченности. Показано, что применение теории Ландау для описания метамагнетизма существенно ограничено из-за особенности ван Хова плотности электронных состояний.

Таким образом, в работе был исследован зонный метамагнетизм в модели Хаббарда для ГЦК решетки для плотностей состояний, имеющих особенность в виде узкого плато ван Хова, что обеспечивает сильную кривизну в зависимости $\rho(\epsilon)$. Сравнивая результаты, полученные для различных спектров, можно определить как кривизна плотности состояний влияет на характер поведения перехода и сделать вывод, что с увеличением кривизны температурный и концентрационный интервалы, в которых реализуется метамагнитный фазовый переход, увеличиваются.

Список использованных источников:

1. Мория Т. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. – Мир, Москва, 1988. – P. 287.

2. Igoshev P., Katanin A. Ferromagnetic instability in itinerant fcc lattice electron systems with higher-order van Hove singularities: Functional renormalization group study // Physical Review B. – 2023. – Vol. 107, – no. 11. – P. 115105.

3. Igoshev P., Irkhin V. Y. Giant density-of-states van hove singularities in the face-centered cubic lattice // Physics Letters A. – 2022. – Vol. 438. – P. 128107.

4. Igoshev P., Irkhin V. Y. Giant Van Hove Density of States Singularities and Anomalies of Electron and Magnetic Properties in Cubic Lattices // Physics of Metals and Metallography. – 2019. – Vol. 120. – P. 1282–1290.

5. Игошев П. А., Ирхин В. Ю. Топология электронного спектра и гигантские особенности плотности состояний в кубических решетках // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2019. – Vol. 110, – no. 11. – P. 741–747.

6. Levitin R., Markosyan A. S. Itinerant metamagnetism // Soviet Physics Uspekhi. – 1988. – Vol. 31, – no. 8. – P. 730.

7. Ulmke M. Ferromagnetism in the Hubbard model on fcc-type lattices // The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems. – 1998. – Vol. 1. – P. 301–304.

УДК 537.638.5, 537.634.2

Структура, магнитострикция, магнитные и магнитотепловые свойства нестехиомтерических соединений $ErFe_2Mn_x$

Инишев А.А.

н.с., Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Герасимов Е.Г.

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Терентьев П.Б.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Гавико В.С.

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Барташевич А.М.

м.н.с., Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Мушников Н.В.

д.ф.-м.н., академик РАН, директор института, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Исследованы кристаллическая структура, магнитострикция, магнитные и магнитотепловые свойства новых нестехиометрических соединений $ErFe_2Mn_x$ ($0 \le x \le 0.6$). Показано, что сплавы с $x \le 0.4$ однофазны и кристаллизуются в структуру типа $MgCu_2$. Обнаружено, что с ростом концентрации марганца в $ErFe_2Mn_x$ происходит значительное уменьшение температуры Кюри. На основе данных магнитных измерений и теплоемкости определены значения магнитокалорического эффекта (ΔS и ΔT) в соединениях. Продемонстрировано, что увеличение содержания Mn в $ErFe_2Mn_x$ приводит к значительному увеличению (до 39%) величины анизотропной магнитострикции при 77 К в магнитном поле 18 кЭ.*

Ключевые слова: *редкоземельные интерметаллиды, магнитное упорядочение, магнитокалорический эффект, магнитострикция*

Structure, magnetostriction, magnetic and magnetothermal properties of the non-stoichiometric $ErFe_2Mn_x$ compounds

Inishev A.A.

Research Associate, M.N. Mikheev lnstitute of Metal Physics

Gerasimov E.G.

PhD, Leading Researcher, M.N. Mikheev lnstitute of Metal Physics

Terentyev P.B.

PhD, Senior Researcher, M.N. Mikheev lnstitute of Metal Physics

Gaviko V.S.

PhD, Leading Researcher, M.N. Mikheev lnstitute of Metal Physics

Bartashevich A.M.

Junior Researcher, M.N. Mikheev lnstitute of Metal Physics

Mushnikov N.V.

Doctor of Science, Academician RAS, Director, M.N. Mikheev lnstitute of Metal Physics

Annotation. *Crystal structure, magnetostriction, magnetic and magnetothermal properties have been studied for novel non-stoichiometric $ErFe_2Mn_x$ ($0 \le x \le 0.6$) compounds. It is shown that for $x \le 0.4$ the compounds crystallize with $MgCu_2$-type structure. It was found that the Curie temperature decreases significantly with increasing manganese concentration in $ErFe_2Mn_x$. The magnetocaloric effect (ΔS and ΔT) in the compounds was determined based on the magnetic and heat capacity measurements. It has been demonstrated that increasing the Mn content in $ErFe_2Mn_x$ leads to a significant increase (up to 39%) of anisotropic magnetostriction value at 77 K in magnetic field of 18 kOe.*

Keywords: *rare-earth intermetallics, magnetic ordering, exchange interactions, magnetocaloric effect, magnetostriction*

Интерметаллические соединения RFe_2 (R – редкоземельный элемент) с кристаллической структурой типа $MgCu_2$ интенсивно исследуются многие десятилетия, поскольку они сочетают в себе относительно простую структуру и уникальные магнитные свойства, такие как гигантская магнитострикция [1] и большой магнитокалорический эффект [2].

Недавно было обнаружено, что существуют новые нестехиометрические соединения RM_2Mn_x (R – редкоземельный элемент, M – 3d-переходный элемент), в которых соотношение числа R и M равно 1:3, при кристаллизации образуют структуру типа $MgCu_2$, такую же, как и сплавы, в которых соотношение числа R и 3d-переходных атомов равно 1:2. В RM_2Mn_x часть атомов Mn занимает позиции атомов M (16d), оставшаяся часть занимает позиции атомов редкоземельных элементов (8a) [3-6]. В данных работах было показано, что концентрационные границы существования нестехиометрических фаз RM_2Mn_x со структурой типа $MgCu_2$ существенно зависят от типа редкоземельных и 3d переходных элементов. Установлено также, что температура Кюри RM_2Mn_x немонотонно зависит от концентрации Mn и достигает максимума в области концентраций $x < 1$.

В настоящей работе мы изучили структурные, магнитные, магнитотепловые свойства и магнитострикцию нестехиометрических соединений $ErFe_2Mn_x$.

Нестехиометрические соединения $ErFe_2Mn_x$ при концентрациях Mn $x < 0.4$ кристаллизуются в структуру типа $MgCu_2$. При дальнейшем увеличении концентрации Mn ($x > 0.4$) появляется значительное количество дополнительной фазы типа Th_6Mn_{23}. Образование $ErFe_2Mn_x$ со структурой типа $MgCu_2$ происходит, по-видимому, как и в случае других нестехиометрических соединений RM_2Mn_x, вследствие того, что марганец занимает позиции как Er (8a), так и Fe (16d). Диапазон концентраций однофазных соединений $ErFe_2Mn_x$ соответствует правилу 7.2 Å, введенному в [7], где была установлена зависимость между максимальной концентрацией Mn и параметром решетки исходного соединения RM_2. С добавлением марганца параметр решетки a резко возрастает от a = 7.289 Å для бинарного $ErFe_2$ до значения a = 7.306 Å для соединения с концентрацией марганца x = 0.4.

Температура Кюри постепенно снижается с 575 K для $ErFe_2$ до 430 K для $ErFe_2Mn_{0.4}$.

Согласно модели молекулярного поля для двухподрешеточного ферримагнетика, наиболее сильные обменные взаимодействия наблюдаются в 3d-подрешетке (Fe-Fe и Mn-Fe). Эти обменные взаимодействия уменьшаются при легировании Mn, что может объяснить снижение температуры Кюри. Величина спонтанного магнитного момента μ_s изменяется немонотонно. Спонтанный магнитный момент уменьшается при добавлении Mn до x = 0.2 из-за уменьшения магнитного момента подрешетки Er. При x > 0.2 μ_s увеличивается, что указывает на частичное антиферромагнитное упорядочение в 3d-подрешетке.

Используя температурную зависимость намагниченности в магнитном поле 10 кЭ, было оценено изменение магнитной энтропии $\Delta S_m(T)$ для соединений $ErFe_2Mn_x$ по термодинамическому соотношению Максвелла:

$$\Delta S_m(T,H) = \int_{H_1}^{H_2} (\partial M(T,H)/\partial T)_H \, dH \quad (1)$$

Максимальное изменение энтропии при изменении магнитного поля от 0 до 10 кЭ составляет -0.3 Дж/кг·К для $ErFe_2Mn_{0.4}$.

Адиабатическое изменение температуры в магнитном поле можно рассчитать, используя выражение:

$$\Delta T(T)_{\Delta H} = -\frac{T}{C_p(T,H=0)} \Delta S_m. \quad (2)$$

Адиабатическое изменение температуры составляет 0.3 – 0.5 К в диапазоне температур от 100 К до 300 К К при изменении магнитного поля ΔH = 10 кЭ. Соединения могут быть использованы в магнитном охлаждении для непрерывного охлаждения от комнатной температуры до криогенных температур.

Добавление Mn приводит к значительному увеличению магнитострикции $ErFe_2Mn_x$. Значение анизотропной магнитострикции в магнитном поле18 кЭ при температуре 77 К для $ErFe_2Mn_{0.4}$ на 39% выше по сравнению с исходным соединением $ErFe_2$. В то же время значение константы анизотропии уменьшается при увеличении содержания Mn. Частичная замена атома редкоземельного элемента атомами Mn в нестехиометрических соединениях RM_2Mn_x открывает новые возможности для уменьшения магнитной анизотропии и увеличения магнитострикции.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00140, https://rscf.ru/project/23-22-00140/

Список использованных источников:

1. Koon N.C., Schimdler A.I., Carter F.L. Giant magnetostriction in cubic rare earth-iron compounds of the type RFe_2 // Physics Letters A. – 1971. – № 37(5). – 413.
2. Nikitin S.A., Talalaeva E.V., Chernikova L.A., Andreenko A. S. Magnetocaloric effect in compounds of rare-earth metals with iron // JETP. – 1974. – № 38(5). – 1028.
3. Wang J.L., Marquina C., Ibarra M. R., Wu G. H. Structure and magnetic properties of RNi_2Mn compounds (R=Tb, Dy, Ho, and Er) // Phys. Rev. B. – 2006. – № 73. – 094436-1.
4. Gerasimov E.G., Mushnikov N.V., Terentev P.B., Gaviko V.S., Inishev A.A. Magnetic properties of the off-stoichiometric $GdNi_2Mn_x$ alloys // J. Alloys and Compd. – 2013. – № 571. – 132.
5. Gerasimov E.G., Mushnikov N.V., Inishev A.A., Terentev P.B., Gaviko V.S. Structure, magnetic

and magnetothermal properties of the non-stoichiometric $ErCo_2Mn_x$ alloys // J. Alloys and Compd. – 2016. – № 680. – 359.
6. Mushnikov N.V., Gerasimov E. G., Terentev P. B., Gaviko V. S., Inishev A. A. Magnetic properties of nonstoichiometric 4f–3d intermetallics // Physics of Metals and Metallography. – 2019. – № 120. – 1347.
7. Bartashevich A.M., Gerasimov E.G., Mushnikov N.V., Inishev A.A., Terentev P.B., Gaviko V.S., Kolodkin D.A., Kulesh N.A. Structural and magnetoelastic properties of non-stoichiometric $TbFe_2Mn_x$ Laves phase // Journal of Alloys and Compounds. – 2022. – № 923. – 166360.

УДК 537.638.5

Обратимость магнитокалорического эффекта в сплавах на основе $La(Fe,Si)_{13}$

Каманцев А.П.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Кошкидько Ю.С.

к.ф.-м. н., научный сотрудник Института низких температур и структурных исследований им. В. Тшебятовского ПАН

Амиров А.А.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник Института физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Алиев А.М.

к.ф.-м. н., главный научный сотрудник Института физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Аннотация. *Исследован магнитокалорический эффект в образцах сплавов на основе $LaFe_{13-x}Si_x$ в адиабатических ΔT и изотермических ΔQ условиях. Измерения проводились в магнитном поле $\mu_0 H = 1,8$ Тл. Образцы показали высокую обратимость ΔQ-эффекта, что критически важно для технологии магнитного охлаждения. Образец $LaFe_{11.78}Mn_{0.41}Si_{1.32}H_{1.6}$ демонстрирует высокие значения ΔQ-эффекта с максимальным $\Delta Q = 3400$ Дж/кг вблизи $T_C = 275$ К, что в 2,5 раза превосходит значения для чистого поликристаллического Gd.*
Ключевые слова: *магнитокалорический эффект, сплавы La-Fe-Si, сильные магнитные поля.*

Reversibility of magnetocaloric effect in alloys based on $La(Fe,Si)_{13}$

Kamantsev A. P.

Candidate of physical and mathematical Sciences, Senior Researcher, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS

Koshkid'ko Yu. S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, Institute of Low Temperature and Structure Research

Amirov A.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Amirkhanov Institute of Physics, Dagestan Federal Research Centre of RAS

Aliev A.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Head Researcher, Amirkhanov Institute of Physics, Dagestan Federal Research Centre of RAS

Annotation. *The magnetocaloric effect in samples of alloys based on $LaFe_{13-x}Si_x$ was studied under adiabatic ΔT and isothermal ΔQ conditions. The measurements were carried out in a magnetic field $\mu_0 H = 1.8$ T. The samples showed high reversibility of the ΔQ effect, which is critical for magnetic cooling technology. The $LaFe_{11.78}Mn_{0.41}Si_{1.32}H_{1.6}$ sample demonstrates high values of the ΔQ effect with a maximum $\Delta Q = 3400$ J/kg near $T_C = 275$ K, which is 2.5 times higher than the values for pure polycrystalline Gd.*

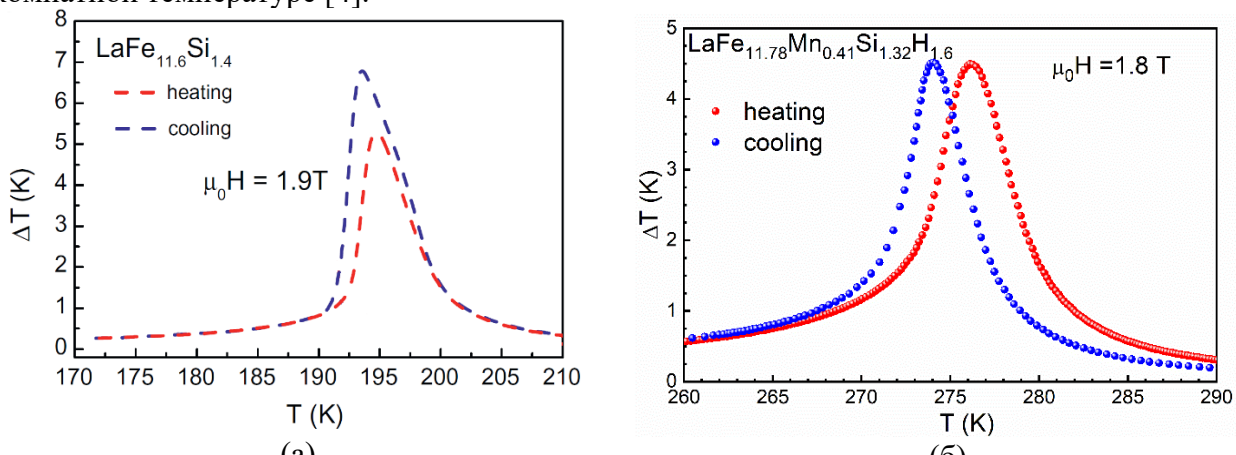
Keywords: *magnetocaloric effect, La-Fe-Si alloys, high magnetic fields*

Усилия множества исследовательских групп направлены на разработку технологии магнитного охлаждения на основе твердотельных магнитных материалов с фазовыми переходами (ФП). Ведутся поиски эффективных и дешевых материалов, например, перспективными являются сплавы системы La-Fe-Si [1]. Магнитные интерметаллические сплавы $LaFe_{13-x}Si_x$ широко исследуют из-за обнаруженного в них значительного магнитокалорического эффекта (МКЭ), который в интервале концентраций $1.0 \leqslant x \leqslant 1.8$ наблюдается вблизи комнатной температуры [2]. Достоинством данного семейства сплавов является возможность изменять температуру Кюри T_C в широком диапазоне температур как изменяя x, так легированием атомами Ce, Pr, Nd, Cr, Mn.

Прямые измерения МКЭ в сплаве $LaFe_{11.6}Si_{1.4}$ в адиабатических условиях в магнитном поле $\mu_0 H = 1{,}9$ Тл проводились в [3], при этом максимальное значение МКЭ составило $\Delta T = 7$ К при $T_0 = 194$ К в режиме охлаждения образца (Рис. 1а). Данные величины МКЭ являются высокими, так как значительно (на 2,5 К) превышают значения МКЭ для поликристаллического Gd в том же поле при комнатной температуре [4].

Одним из путей изменения температуры магнитного ФП в сплавах на основе $LaFe_{13-x}Si_x$ также является гидрирование [5]. Гидрированные соединения $La(Fe,Mn,Si)_{13}H_y$ имеют T_C в области комнатных температур и показывают высокие значения МКЭ вблизи этого ФП [5].

Результаты прямых измерений МКЭ в сплаве $LaFe_{11.78}Mn_{0.41}Si_{1.32}H_{1.6}$ в адиабатических условиях в магнитном поле $\mu_0 H = 1{,}8$ Тл представлены на Рис. 1б, при этом максимальное значение МКЭ составило $\Delta T = 4{,}5$ К вблизи $T_C = 275$ К в режимах нагревах и охлаждения образца. Полученные величины МКЭ сравнимы со значениями МКЭ для Gd в том же поле при комнатной температуре [4].



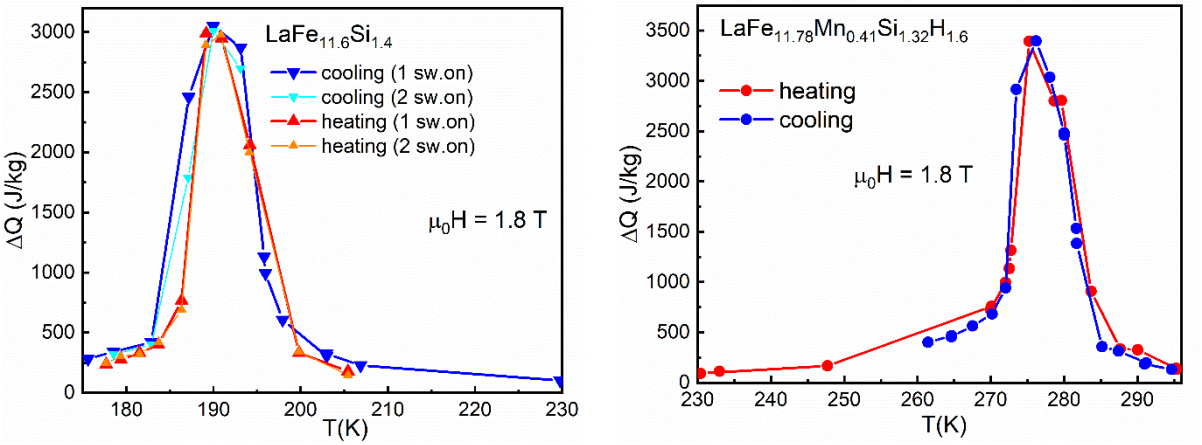
(а) (б)

Рис. 1. *Температурные зависимости адиабатического изменения температуры ΔT в: (а) сплаве $LaFe_{11.6}Si_{1.4}$, отожженном при 1323 К в течение 7 суток, данные из [3], (б) сплаве $LaFe_{11.78}Mn_{0.41}Si_{1.32}H_{1.6}$*

Также были проведены прямые измерения изменения изотермического тепла – ΔQ в описанных образцах. Метод измерения ΔQ заключается в том, что измерение изменения температуры ΔT_b ведётся не на самом образце, а на массивном медном блоке с известной теплоемкостью C_b, не зависящей от магнитного поля, при этом блок приводится в хороший тепловой контакт с образцом [4]. Мы можем пренебречь теплотой, связанной с изменением температуры образца, если его масса m будет пренебрежимо мала по сравнению с массой блока $M_b \gg m$, тогда:

$$\Delta Q \approx \left| -\frac{M_b}{m} \cdot C_b \cdot \Delta T_b \right| \qquad (1)$$

Результаты измерений изотермического МКЭ в образце $LaFe_{11.6}Si_{1.4}$ представлены на Рис. 2а. Максимумы ΔQ вблизи T_C = 190 К в режимах охлаждения и нагрева составили ΔQ = 3000 Дж/кг в поле $\mu_0 H$ = 1,8 Тл. Кроме того, на образце сплава $LaFe_{11.6}Si_{1.4}$ исследовался эффект второго включения магнитного поля при той же температуре. Из Рис. 2а видно, что ΔQ при втором включении поля изменялся незначительно.



(а) (б)

Рис. 2. *Температурные зависимости изотермического тепла ΔQ в: (а) сплаве $LaFe_{11.6}Si_{1.4}$, измерения для каждой температуры проводились 2 раза. (б) сплаве $LaFe_{11.78}Mn_{0.41}Si_{1.32}H_{1.6}$*

Результаты измерений изотермического МКЭ в образце $LaFe_{11.78}Mn_{0.41}Si_{1.32}H_{1.6}$ представлены на Рис. 2б. Максимумы ΔQ вблизи T_C = 275 К в режимах охлаждения и нагрева образца составили ΔQ = 3400 Дж/кг в магнитном поле $\mu_0 H$ = 1,8 Тл. Полученные значения ΔQ являются высокими, так как в 2,5 раза превосходят значения для чистого Gd в таком же поле [4]. Полученные значения ΔQ для сплава $LaFe_{11.6}Si_{1.4}$ оказались несколько ниже, чем для сплава $LaFe_{11.78}Mn_{0.41}Si_{1.32}H_{1.6}$, что можно объяснить разницей в температурах магнитоструктурного ФП.

Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Список использованной литературы:

1. T. Gottschall, K.P. Skokov, M. Fries, et al. // Adv. Energ. Mater. – 2019. – Vol. 9, № 34. – p. 1901322.
2. S. Fujieda, A. Fujita, K. Fukamichi, // Appl. Phys. Lett. – 2002. – Vol. 81, № 7. – pp. 1276–1278.
3. J. Liu, M. Krautz, K. Skokov, et al. // Acta Mater., – 2011. – Vol. 59, № 9. – pp. 3602–3611.
4. A.P. Kamantsev, V.V. Koledov, A.V. Mashirov, et al. // Solid State Phenom. – 2015. – Vol. 233. – pp. 216–219.
5. I.A. Radulov, D.Yu. Karpenkov, K.P Skokov., et al. //Acta Mater. – 2017. – Vol. 127. – pp. 389–399.

УДК 537.6/.8

Усиление магнитоэлектрического эффекта в композите $Bi_2Fe_4O_9/BiFeO_3$

Удод Л.В.

н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СОРАН

Аплеснин С.С.

в.н.с., профессор, Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СОРАН

Ситников М.Н.

ст. преподаватель, СибГУ им. М.Ф. Решетнева

Романова О.Б.

с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СОРАН

Зеленов Ф.В.

аспирант СибГУ им. М.Ф. Решетнева

Аннотация. *Работа посвящена исследованию влияния размера наночастиц $Bi_2Fe_4O_9$ и $BiFeO_3$ в композите $Bi_2Fe_4O_9/BiFeO_3$ на магнитоэлектрическое взаимодействие. Установлены линейный и квадратичный вклады в магнитоэлектрический (МЭ) эффект. Предложена модель для объяснения усиления МЭ эффекта за счет миграционной поляризации в муллите и линейного МЭ в феррите висмута.*

Ключевые слова: *композитные материалы, магнитоэлектрический эффект, поляризация*

Enhancement of the magnetoelectric effect in the $Bi_2Fe_4O_9/BiFeO_3$ composite

Udod L.V.

PhD, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Aplesnin S.S.

Dr.Sc., professor, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Sitnikov M.N.

PhD, Reshetnev Siberian State University of Science and Technology

Romanova O.B.

PhD, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Zelenov F.V.

graduate student, Reshetnev Siberian State University of Science and Technology

Annotation. *The work is dedicated study of effect of the size of $Bi_2Fe_4O_9$ and $BiFeO_3$ nanoparticles on the magnetoelectric interaction in the $Bi_2Fe_4O_9/BiFeO_3$ composite with a percentage ratio of 67/33 has been studied. Linear and quadratic contributions to the magnetoelectric effect have been established. Model have been proposed to explain the enhancement of the magnetoelectric effect via the migration polarization in mullite and linear magnetoelectric effect in bismuth ferrite.*

Keywords: *composite materials, magnetoelectric effect, polarization*

Современные многофункциональные устройства требуют новых материалов, которые должны обладать свойствами мультиферроиков. Интерес к исследованию мультиферроиков связан с обнаружением в них гигантских значений магнитоэлектрического (МЭ) эффекта [1], который может быть использован в новейших электронных устройствах, таких как память, сенсорные датчики, солнечные батареи и т. д. К этому классу соединений относится хорошо известный феррит висмута $BiFeO_3$, который обладает сильной взаимосвязью между магнитной и ферроэлектрической подсистемами, высокой температурой магнитного T_N=643 К и сегнетоэлектрического T_c=1083 К упорядочения [2]. Кристаллическая структура $BiFeO_3$ допускает сосуществование антиферромагнитной и сегнетоэлектрической фаз, однако магнитоэлектрические явления (МЭ) в нем не проявляются по причине существования пространственно модулированной спиновой структуры [3]. Разрушение пространственно-модулированной структуры внешним магнитным полем, замещением ионов висмута редкоземельными и 3d ионами приводит к ферромагнетизму и МЭ взаимодействию [4]. В композитных соединениях пространственно-модулированная структура становится энергетически невыгодной. Так, нанокомпозиты на основе перовскитоподобного ортоферрита висмута $BiFeO_3$ и муллитоподобного феррита $Bi_2Fe_4O_9$ демонстрируют эффекты, связанные с обменными взаимодействиями на границе раздела этих фаз [5]. В нанокомпозитах $BiFeO_3$ (~90-94 %)-$Bi_2Fe_4O_9$ (~10-6 %) проявляется аномальное смещение exchange bias (~300–600 Oe) после охлаждения в нулевом магнитном поле. Такое поведение объясняется взаимодействием между ферромагнитным $Bi_2Fe_4O_9$ с размером зерна 13-19 нм и $BiFeO_3$ со скошенной антиферрогмагнитной структурой с размером зерна 57-112 нм.

Целью данной работы является, определение индуцируемой электрической поляризации во внешнем магнитном поле в композите $Bi_2Fe_4O_9/BiFeO_3$, что должно привести к усилению МЭ эффекта.

Синтез композитного соединения $Bi_2Fe_4O_9/BiFeO_3$ осуществлялся методом твердофазной реакции [6]. Согласно рентгеноструктурным данным синтезированный композит содержит $Bi_2Fe_4O_9$ – 67 % и $BiFeO_3$ – 33 %. Порошковая рентгенограмма снята на дифрактометре D8 ADVANCE фирмы Bruker при комнатной температуре. В эксперименте использовался линейный детектор VANTEC и Cu-Kα излучение. Средний размер кристаллитов $Bi_2Fe_4O_9$ составляет 1.5-4.0 μm. Размеры зерен $BiFeO_3$ меньше разрешающей способности прибора 100 нм.

Магнитоэлектрическое взаимодействие $Bi_2Fe_4O_9/BiFeO_3$ установили из индуцированной магнитным полем до 13 kOe электрической поляризации. На рис.1 представлена полевая зависимость индуцированной поляризации в магнитных полях. Параметр магнитоэлектрического взаимодействия меняет знак при температурах 80, 200, 240, 320, 360 К. Поляризация, индуцированная магнитным полем, описывается двумя слагаемыми:

$$P = aH + b\frac{H^2}{1+dH^2}, \quad (1)$$

где *a, b, d* — подгоночные параметры. Магнитоэлектрическое взаимодействие обусловлено спин-орбитальным взаимодействием с линейной зависимостью и квадратичной зависимостью от магнитного поля.

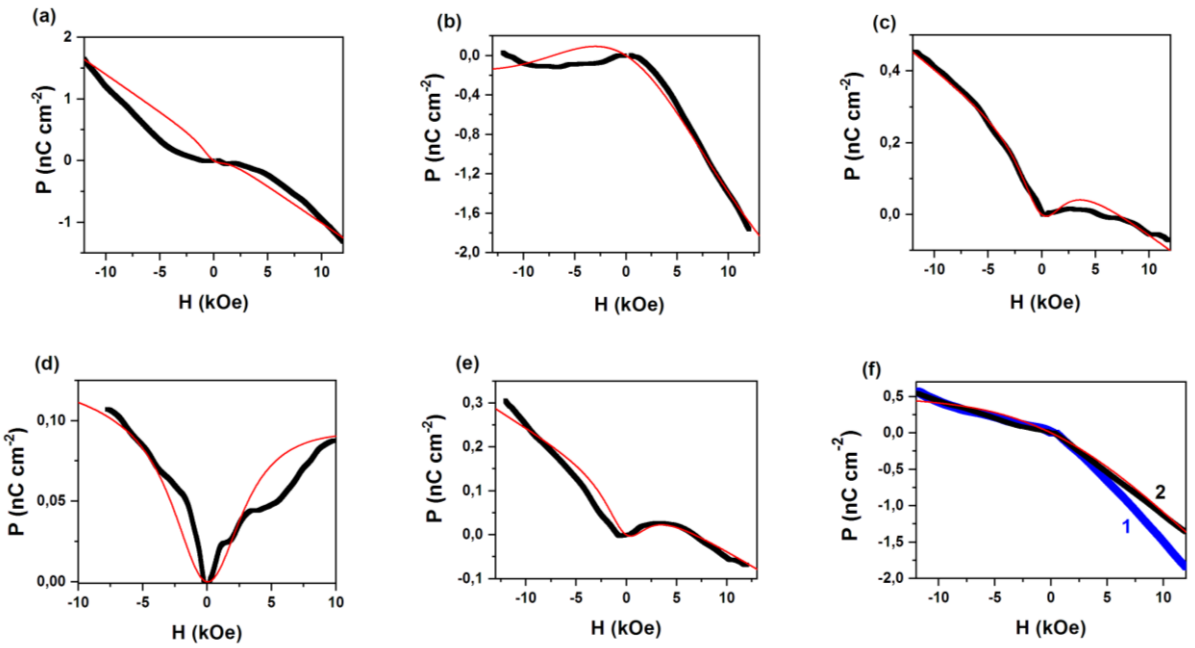


Рис. 1. Индуцированная магнитным полем электрическая поляризация при различных температурах: T=80 K (а), T=120 K (б), T=240 K (в), T=300 K (г), T=320 K (д), Кривая 1 соответствует T=200 K, кривая 2-300 (е). Кривые, выделенные красным цветом, соответствуют теоретическим расчетам (1).

Ниже 120 К линейный вклад в МЭ-эффект на порядок превышает квадратичный. В интервале температур 120–240 К линейный и квадратичный вклад незначительно различаются по величине, а выше 240 К преобладает квадратичный вклад в МЭ-эффект, обусловленный прыжковой проводимостью электронов в муллите. Возможно, что в этом диапазоне температур существуют ферроны, т.е. спины электронов проводимости поляризуют локализованные спины, а внешнее магнитное поле может изменить подвижность ферронов или спиновых поляронов. Качественно это подтверждается магнитной восприимчивостью композита $Bi_2Fe_4O_9/BiFeO_3$ с широким максимумом в области магнитного фазового перехода $Bi_2Fe_4O_9$ из антиферромагнитного состояния в парамагнитное [6]. При T > 320 К проводимость и подвижность в муллите возрастают и в зернах муллита индуцирует холловская разность потенциалов, пропорциональная квадрату напряженности магнитного поля. Электрический ток в муллите создается электрическим полем частиц $BiFeO_3$ в результате линейного магнитоэлектрического эффекта. Линейный коэффициент МЭ-взаимодействия имеет отрицательный знак (a < 0), как и у нанопроволок $BiFeO_3$ [7], во всем диапазоне температур и уменьшается при нагреве.

Этот эффект можно объяснить в рамках модели ядро-оболочка. Внешнее магнитное поле и линейный МЭ-эффект индуцируют электрическое поле в наночастицах феррита висмута, что приводит к электрической поляризации муллита при T < 240 К (рис. 2а). В результате общая поляризация композита увеличивается. При нагреве T > 240 К электрическое поле в феррите висмута вызывает миграционную поляризацию зерен муллита (рис. 2б). Изменение полярности магнитного поля вызывает изменение знака электрического поля и, следовательно, приводит к изменению знака поляризации муллита.

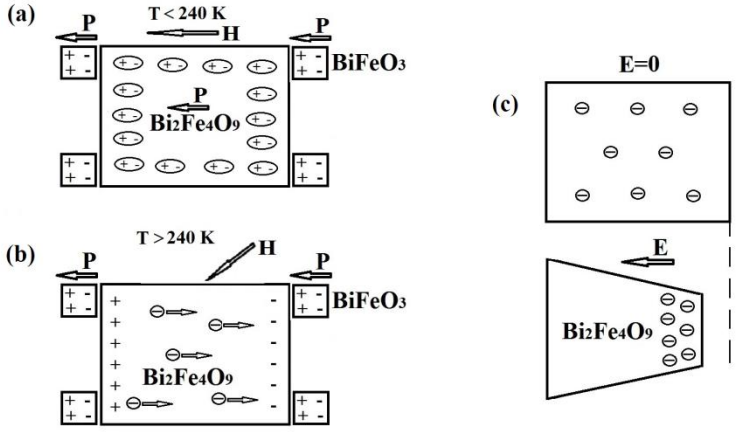


Рис 3. Дипольная поляризация композита $Bi_2Fe_4O_9/BiFeO_3$, индуцированная внешним магнитным полем (а). Линейный МЭ-эффект под действием магнитного поля индуцирует электрическое поле в наночастицах феррита висмута, что приводит к миграционной поляризации зерен муллита (б). Сжатие зерна $Bi_2Fe_4O_9$ в электрическом поле выше комнатной температуры в результате электронной сжимаемости (в).

Работа выполнена при поддержке государственного задания Института физики им. Киренского.

Список использованных источников:

1. J. Wang, J. Neaton, H. Zheng, V. Nagarajan, S. Ogale, B. Liu, D. Viehland, V. Vaithyanathan, D. Schlom, U. Waghmare. Epitaxial $BiFeO_3$ mutliferroic thin film heterostructures // Science. – 2003. – №. 299. – P. 1719.

2. P. Fischer, M. Polomska, I. Sosnowska, M. Szymanski. Temperature dependence of the crystal and magnetic structures of $BiFeO_3$ // J. Phys. C: Solid St. Phys. – 1980. - № 13. – P. 1931-40.

3. F. Gao, C. Cai, Y. Wang, S. Dong, X. Y. Qiu, G. L. Yuan, and Z. G. Liu. Preparation of La-doped $BiFeO_3$ thin films with Fe^{2+} ions on Si substrates // JAP. – 2006. - № 99. – P. 094105.

4. А.К. Звездин, А.Р. Пятаков. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках // УФН. – 2004 - № 174. – С. 416.

5. Tuhin Maity, Sudipta Goswami, Dipten Bhattacharya, Saibal Roy. Superspin Glass Mediated Giant Spontaneous Exchange Bias in a Nanocomposite of $BiFeO_3$-$Bi_2Fe_4O_9$ // PRL. – 2013. - № 110. – P. 107201.

6. L.V. Udod, S.S. Aplesnin, M.N. Sitnikov, E.V. Eremin, M.S. Molokeev, A.V. Shabanov, O.B. Romanova, A.M. Kharkov. Structural and magnetic transitions in the $Bi_2Fe_4O_9/BiFeO_3$ composite // Journal of Alloys and Compounds. – 2023.- № 958. – P. 170445.

7. F. Gao, Y. Yuan, K. F. Wang, X. Y. Chen, F. Chen, J.-M. Liu, Z. F. Ren. Preparation and photoabsorption characterization of Nanowires // Appl. Phys. Lett. – 2006. - № 89. – P.102506.

УДК 538.913

Кинетические и магнитокалорические свойства в сплаве Гейслера $Ni_{50,5}Mn_{33,4}In_{5,6}V_{0,5}$ в близи точки Кюри

Карпухин Д.А.

инженер ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Морозов Е.В.

н.с. ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Семенов Д.С.

инженер ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Коледов В.В.

д.ф.-м.н., в.н.с. ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Шавров В.Г.

д.ф.-м.н., г.н.с., зав. лаб ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Мусабиров И.И.

с.н.с. Институт проблем сверхпластичности металлов РАН

Алиев А.М.

к.ф.-м.н., зав. лаб Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Гамзатов А.Г.

к.ф.-м.н., Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Абдулкадирова Н.З.

м.н.с., институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Аннотация. *На сегодняшний день большое количество работ посвящено изучению физических эффектов при фазовых переходах (ФП) в твердотельных материалах [1-10]. Среди огромного разнообразия твердотельных материалов с ФП можно выделить магнетики, в которых, магнитные ФП часто сочетаются и взаимодействуют со структурными ФП [1-7]. Изучение материалов в неустойчивом состоянии, вблизи ФП затруднено отсутствием стандартных методов изучения термодинамических параметров вещества in situ, то есть в динамике, непосредственно в процессе ФП. Анализ современной литературы показывает, что кинетика процессов при ФП исследованы слабо [7,8]. Разработка новых методов изучение кинетики ФП открывает возможности для прикладного использования новых функциональных материалов с ФП в технологии сенсоров и актюаторов, приборостроении, при создании твердотельных холодильников и тепловых насосов для альтернативной энергетики и др. [9,10].*

Ключевые слова: *сплавы Гейслера, фазовый переход, калорический эффект.*

Kinetic and magnetocaloric properties in the Geisler alloy $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{5.6}V_{0.5}$ near the Curie point

Karpukhin D.A.

Engineer of the IRE V.A. Kotelnikov of the Russian Academy of Sciences

Morozov E.V.

Research Associate IRE V.A. Kotelnikov of the Russian Academy of Sciences

Semenov D.S.

Engineer of the IRE V.A. Kotelnikov of the Russian Academy of Sciences

Koledov V.V.

Doctor of physical and mathematical Sciences of IRE named after V.A. Kotelnikov of the Russian Academy of Sciences

Shavrov V.G.

Doctor of physical and mathematical Sciences, head. of lab. V.A. Kotelnikov IRE Laboratory of the Russian Academy of Sciences

Musabirov I.I.

Senior Researcher Institute of Problems of Superplasticity of Metals of the Russian Academy of Sciences

Aliev A.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, head of lab Kh.I. Amirkhanov Institute of Physics of the Russian **Academy of Sciences**

Gamzatov A.G.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Kh.I. Amirkhanov Institute of Physics, Russian Academy of Sciences

Abdulkadyrova N.Z.

Junior research assistant. Kh.I. Amirkhanov Institute of Physics of the Russian Academy of Sciences

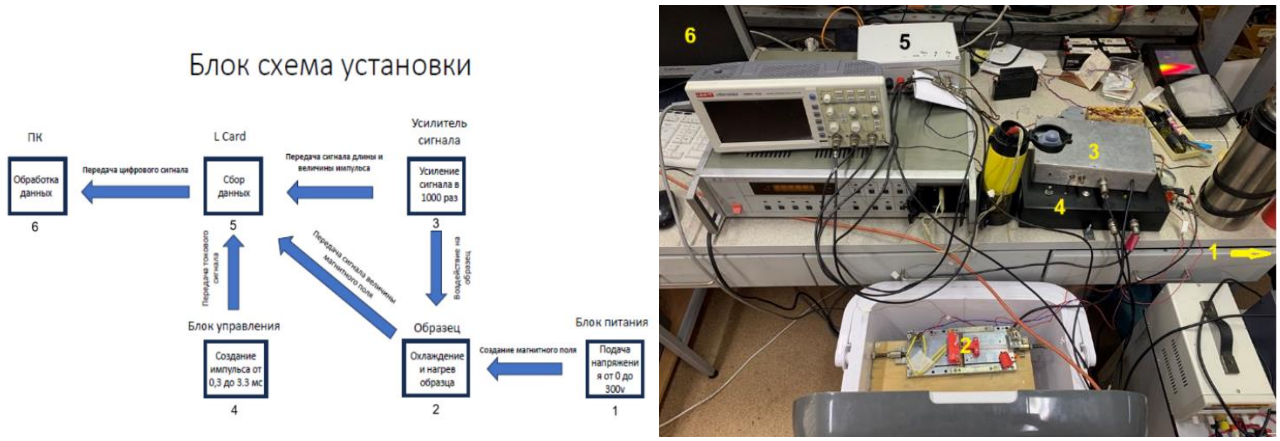
Abstract. *To date, a large number of papers have been devoted to the study of physical effects during phase transitions (FPS) in solid-state materials [1-10]. Among the huge variety of solid-state materials with AF, magnets can be distinguished, in which magnetic AF often combine and interact with structural AF [1-7]. The study of materials in an unstable state near the AF is hampered by the lack of standard methods for studying the thermodynamic parameters of matter in situ, that is, in dynamics, directly during the AF process. An analysis of modern literature shows that the kinetics of*

processes in AF have been poorly studied [7,8]. The development of new methods for studying the kinetics of AF opens up opportunities for the applied use of new functional materials with AF in sensor and actuator technology, instrumentation, in the creation of solid-state refrigerators and heat pumps for alternative energy, etc. [9,10].

Ключевые слова: *сплавы Гейслера, фазовый переход, калорический эффект.*

В работе экспериментально, с применением оригинальной методики и теоретически с применением уравнения Ландау-Халатникова исследуется кинетика намагниченности при фазовом переходе (ФП) в точке Кюри в чистом гадолинии и в сплаве Гейслера Ni50.5Mn33.4In15.6V0.5 с магнитоструктурным ФП. Предварительные результаты позволяют сделать оценку для нахождения константы уравнения Ландау-Халатникова γ, показывающей минимальный предел для скорости изменения намагниченности при возбуждении импульсами магнитного поля до 200 кА/м в чистом гадолинии $\gamma < 3 \cdot 10^3$ 1/с.

Изучение калорических эффектов (КЭ) в твердых телах под воздействием сильных переменных полей признано перспективным для создания новой технологии эффективных твердотельных холодильников. Наибольший интерес вызывают материалы с фазовыми переходами (ФП), обладающие «гигантскими» КЭ. Уравнения состояния вблизи ФП имеют аномалии, описывающие КЭ. Недавно, в работе [11] обнаружен эффект резкой зависимости магнитокалорического эффекта от частоты переменного сильного магнитного поля. Цель настоящей работы заключается в экспериментальном изучении зависимостей термодинамических параметров температуры и намагниченности для решения уравнений состояния и кинетики в магнитных полях порядка 1 Тл в сплаве Гейслера $Ni_{50,5}Mn_{33,4}In_{5,6}V_{0,5}$. Температура Кюри была измерена экспериментально и составила 286,5 К. Для исследования кинетики МКЭ использована методика, описанная в [11], для исследования кинетики намагниченности вблизи магнитного фазового перехода образца сплава $Ni_{50,5}Mn_{33,4}In_{5,6}V_{0,5}$ в импульсных полях была создана оригинальная установка.



(а) (б)

Рис.1. (а) Блок схема и (б) фото экспериментальной установки

Экспериментальная установка (см. Рис. 1) включает блок питания (1) (не указан на фото), который обеспечивает подачу напряжения от 0 до 300 В на катушку, создающую магнитное поле, образец магнитного материала (2) в виде бруска и помещенный на его торце

быстродействующий датчик Холла для измерения магнитного момента и термопару для измерения его температуры. Для поддержания необходимой температуры используется блок термостатирования. Для усиления сигнала от датчика Холла используется операционный малошумящий, быстродействующий усилитель (3). С помощью блока управления (4) происходит генерация прямоугольного импульса магнитного поля с напряжённостью до 1 Тл переменной длительности от 1 сек до 10 мкс. Для снятия и обработки сигнала применяется плата ЦАП/АЦП L-Card (5). Окончательный анализ, обработка и вывод данных производится при помощи ПК (6).

Созданная установка позволяет применить метод определения точки Кюри в сплаве Ni50.5Mn33.4In15.6V0.5. Разработан метод нахождения константы γ уравнения Ландау-Халатникова, показывающей минимальный предел для максимальной скорости фазового перехода.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 20-19-00745, https://rscf.ru/project/23-19-45040/).

Список использованной литературы:

1. De Oliveira N. A., von Ranke P. J. Theoretical aspects of the magnetocaloric effect //Physics Reports. – 2010. – Т. 489. – №. 4-5. – С. 89-159.

2. Tishin A. M., Spichkin Y. I. Recent progress in magnetocaloric effect: Mechanisms and potential applications //international journal of refrigeration. – 2014. – Т. 37. – С. 223-229.

3. Tishin A. M. et al. A review and new perspectives for the magnetocaloric effect: New materials and local heating and cooling inside the human body //International Journal of Refrigeration. – 2016. – Т. 68. – С. 177-186.

4. Liu J. et al. Giant magnetocaloric effect driven by structural transitions //Nature materials. – 2012. – Т. 11. – №. 7. – С. 620-626.

5. Ram N. R. et al. Review on magnetocaloric effect and materials //Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2018. – Т. 31. – С. 1971-1979.

6. Pankratov N. Y., Tereshina I. S., Nikitin S. A. Magnetocaloric Effect in Rare-Earth Magnets //Physics of Metals and Metallography. – 2023. – Т. 124. – №. 11. – С. 1139-1146.

7. Puri S. Kinetics of phase transitions //Phase Transitions. – 2004. – Т. 77. – №. 5-7. – С. 407-431.

8. Basso V. et al. Hysteresis and phase transition kinetics in magnetocaloric materials //physica status solidi (b). – 2018. – Т. 255. – №. 2. – С. 1700278.

9. Franco V. et al. Magnetocaloric effect: From materials research to refrigeration devices //Progress in Materials Science. – 2018. – Т. 93. – С. 112-232.

10. Reis M. S. Magnetocaloric and barocaloric effects of metal complexes for solid state cooling: Review, trends and perspectives //Coordination Chemistry Reviews. – 2020. – Т. 417. – С. 213357

11. Aliev A. M., et al., J. Al. Com.676, 601–605 (2016).

УДК 537.632

Влияние внешних напряжений на решетки магнитных скирмионов в многослойных нанопленках

Шарафуллин И.Ф.

д.ф.-м. н., заведующий лаборатории дизайна новых материалов УУНиТ

Абдрахманов Д.И.

младший научный сотрудник лаборатории дизайна новых материалов УУНиТ

Нугуманов А.Г.

младший научный сотрудник лаборатории дизайна новых материалов УУНиТ

Самигуллина А.И.

лаборант – исследователь лаборатории дизайна новых материалов УУНиТ

Аннотация. *Скирмионы в магнитных пленках представляют собой топологически стабильные спиновые вихревые конфигурации, формирующиеся в основном состоянии как результат конкурирующих взаимодействий (чаще всего это магнитные обменные взаимодействия и взаимодействие Дзялошинского Мория (ВДМ)) и энергия внешних воздействий. Они представляют большой интерес с точки зрения потенциальных применений в устройствах спинтроники. Чаще всего в качестве внешних воздействий рассматривались внешние поля и токи, в данной работе мы рассмотрим влияние магнитоупругой связи на фазу скирмионов и скирмионных решеток под действием механических воздействий, таких как одноосные напряжения.*

Ключевые слова: *наноструктуры, скирмионы, магнитоупругие эффекты, фазовые переходы*

Effect of external stresses on magnetic skyrmion lattices in multilayer nanofilms

Sharafullin I. F.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Head of the Laboratory of Design of New Materials, UUST

Abdrakhmanov D.I.,

Junior Researcher of the Laboratory of Design of New Materials, UUST

Nugumanov A.G.

Junior Researcher of the Laboratory of Design of New Materials, UUST

Samigullina A. I.

Assistant Researcher of the Laboratory of Design of New Materials, UUST

Annotation. *Skyrmions in magnetic films are topologically stable spin vortex configurations formed in the ground state as a result of competing interactions (in particular, most often these are magnetic exchange interactions and the Dzyaloshinsky Moriya interaction (DMI)) and external influences. They are of great interest from the point of view of potential applications in spintronics devices. Most*

often, external fields and currents were considered as external influences; in this work, we will consider the influence of magnetoelastic coupling on these phases of skyrmions and skyrmion lattices under the influence of mechanical influences, such as uniaxial stresses.

Keywords: *nanostructures, skyrmions, magnetoelastic effects, phase transitions*

В последние годы скирмионы и скирмионные решетки вызывают большой интерес как фундаментальный, так и практический, с точки зрения проявления новых физических эффектов с возможностью их применения в области спинтроники и информационных технологий [1-2]. В работе рассматривается влияние магнитоупругой связи на фазы скирмионов и скирмионных решеток под действием механических воздействий, таких как одноосные напряжения.

Деформации формы скирмиона в тонких пленках объясняются анизотропией параметра Дзялошинского - Мории ($D_x \neq D_y$), что приводит к анизотропному отношению параметра обменного взаимодействия (I) к параметру взаимодействия Дзялошинского-Мория. В данной работе с помощью новой методики моделирования, построенной на основе подвижной геометрии решетки под воздействием напряжения мы численно исследовали деформации скирмионов и влияние поля механических напряжений на характер фазовых переходов. Для расчетов рассматривалась ферромагнитная пленка на треугольной решетке, составленную из правильных треугольников со стороной a (шаг решетки). Треугольные решетки использовались для моделирования скирмионов на тонких пленках [1, 3], в случае антиферромагнитного взаимодействия между соседними узлами данная система геометрически фрустрирована. В обеих моделях (ферро- и антиферро-) отношение I/D динамически искажается и становится зависимой от направления с помощью вновь введенной внутренней степени свободы τ для деформаций и механической силы или напряжения σ. Показано, что реакции двух моделей на деформации решетки отличаются друг от друга в полосовой и фазе скирмионной решетки. Анизотропия параметра Дзялошинского-Мория является первопричиной деформаций скирмионов одноосными механическими напряжениями. Таким образом, метод на основе подвижной геометрии решетки под воздействием напряжения позволяет построить адекватную модель для описания модулированных киральных магнитных возбуждений на тонких пленках, вызванных анизотропией взаимодействия Дзялошинского-Мория, либо анизотропией обменного взаимодействия.

Список использованной литературы:

1. Hog S. E., Sharafullin I. F., Diep H. T., Garbouj H., Debbichi M., Said M. // Journ. of Magn. and Magn. Mater. – 2022. – 563. – 169920.
2. Sharafullin I. F., Kharrasov M. K., Diep H. T. // Physical Review B. – 2019. – 99. – 21. – 214420
3. Hog S. E., Kato F., Koibuchi H., Diep H.T. // Physical Review B. – 2021. –104. – 2. – 024402.

Поверхность раздела двух сред сама по себе является устройством

Герберт Крёмер

Мауриц Эшер «Три мира» (1956)

Секция 8.
Магнитные пленки, многослойные и ван-дер-ваальсовы структуры

УДК 537.65

Ультратонкие пленки ортоферрита иттрия $Y^{57}FeO_3$ – результаты рентгеновского и мессбауэровского исследования

Андреева М.А.

д. ф.-м. н., гл. н. с. КФТТ физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Изюров В.В.

аспирант Института физики металлов УрО РАН

Носов А.П.

д. ф.-м. н., гл. н. с. Института физики металлов УрО РАН

Баулин Р.А.

к. ф.-м. н., с. н. с. КФТТ физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Грибов И.В.

к. ф.-м. н., с. н. с. Института физики металлов УрО РАН

Субботин И.А.

к. ф.-м. н., нач. отдела НИЦ "Курчатовский Институт"

Кондратьев О.А.

м. н. с. НИЦ "Курчатовский Институт"

Пашаев Э.М.

к. ф.-м. н., гл. н. с. НИЦ "Курчатовский Институт"

Аннотация. *Ультратонкие монокристаллические пленки $Y^{57}FeO_3$ с градиентом толщины от 2 нм до 40 нм изготовлены методом магнетронного распыления в ИФМ РАН. Исследования кристаллической структуры как в обычной геометрии дифракции, так и в скользящей геометрии подтвердили наличие сильно текстурированной Pnma структуры $YFeO_3$, а также позволили выявить наличие включений фазы $Y_3Fe_5O_{12}$. Мессбауэровские спектры отражения измерялись в скользящей геометрии на синхротроне ESRF. По температурным зависимостям магнитного сверхтонкого поля $B_{hf}(T)$ в интервале от 3.5 К до 700 К прослежено уменьшение температуры Нееля с уменьшением толщины пленок почти на 100 К. Анализ изменения соотношения интенсивностей линий в мессбауэровском магнитном секстете позволил проследить за последовательным разворотом направления антиферромагнитных осей в $Y^{57}FeO_3$ к плоскости поверхности в зависимости от температуры и толщины.*

Ключевые слова: *магнитные пленки, ортоферрит иттрия, размерные эффекты, мессбауэровская рефлектометрия*

Ultrathin $Y^{57}FeO_3$ Films - results of X-Ray and Mössbauer Studies

Andreeva M.A.,

Doctor of Science in Physics and Mathematics, Chief research scientist in the Solid State Chair, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Izyurov V.V.,

Postgraduate in M.N. Mikheev Institute of Metal Physics RAS

Nosov A.P.,

Doctor of Science in Physics and Mathematics, Chief research scientist in M.N. Mikheev Institute of Metal Physics RAS

Baulin R.A.,

Ph.D. in Physics and Mathematics, Senior Researcher in the Solid State Chair, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Gribov I.V.,

Ph.D. in Physics and Mathematics, Senior Researcher in M.N. Mikheev Institute of Metal Physics RAS

Subbotin I.A.,

Ph.D. in Physics and Mathematics, Chief of Department in National Research Center “Kurchatov Institute”

Kondratev O.A.,

Junior Researcher in National Research Center “Kurchatov Institute”

Pashaev E.M.,

Ph.D. in Physics and Mathematics, Chief research scientist in National Research Center “Kurchatov Institute”

Annotation. *Ultrathin single-crystal $Y^{57}FeO_3$ films with a thickness gradient from 2 nm to 40 nm were prepared by magnetron sputtering at the Institute of Metal Physics RAS. The crystal structure was studied both in conventional and in grazing geometries of diffraction, and confirmed the existence of a highly textured Pnma structure of $YFeO_3$ as well as the presence of $Y_3Fe_5O_{12}$ inclusions. Mössbauer reflectivity spectra were measured in grazing geometry at the ESRF synchrotron. Based on the temperature dependences of the magnetic hyperfine field $B_{hf}(T)$ in the range from 3.5 K to 700 K, a decrease in the Néel temperature with a decrease in film thickness by almost 100 K was traced. Analysis of the change in the ratio of line intensities in the Mössbauer magnetic sextets made it possible to observe the sequential reversal of the direction of the antiferromagnetic axes in $Y^{57}FeO3$ to surface plane as a function of temperature and thickness.*

Keywords: *magnetic multilayers, yttrium orthoferrite, size effects, Mössbauer reflectometry*

Ортоферрит иттрия $YFeO_3$ является одним из активно используемых в микроэлектронике антиферромагнитных (АФМ) материалов [1]. Большинство исследований выполнено для объемных образцов $YFeO_3$, в то время как современные технологии используют тонкие пленки, но в этих объектах закономерности изменений структурных и магнитных свойств с толщиной нетривиальны и нуждаются в экспериментальном подтверждении. В настоящей работе исследованы структурные и магнитные характеристики ультратонких монокристаллических пленок ортоферрита $Y^{57}FeO_3$ на синхротроне ESRF и в Курчатовском центре.

Ультратонкие пленки $Y^{57}FeO_3$ получены магнетронным напылением на подложке *r*-Al_2O_3 в ИФМ РАН. Клиновидные пленки имели градиентно-варьируемые толщины в пределах 2.5-4.1 нм, 6-11 нм, 8-23 нм, 23-40 нм. Рентгеновские дифракционные измерения, проведенные в Курчатовском институте для пленок аналогичных толщин [2], подтвердили

наличие *Pnma* структуры, характерной для ортоферрита $YFeO_3$. Пленки оказались если не полностью монокристаллическими, то сильно текстурированными с наибольшей осью **c** (0.76032 nm) перпендикулярной поверхности пленки для большинства образцов (но не для всех). Были также обнаружены дополнительные рефлексы, соответствующие включениям фазы $Y_3Fe_5O_{12}$ и рефлексы, характеризующие гексагональную модификацию $YFeO_3$.

Мессбауэровские спектры измерялись методом рефлектометрии с использованием синхротронного мессбауэровского источника на ESRF (станция ID18) при температурах от 3.5 K до 273 K и от 273 K до 700 K. На спектрах отражения кроме секстета, характеризующего $YFeO_3$, обнаружен дополнительный секстет, соответствующий меньшему магнитному сверхтонкому полю (Рис. 1). Изменения спектров с температурой и под действием внешнего поля позволили выяснить, что по меньшей мере три секстета в различной пропорции характеризуют спектры в зависимости от толщины $YFeO_3$ пленки [2]. Мессбауэровские параметры для двух дополнительных секстетов соответствуют ферримагнетику $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG), имеющему два положения для атомов Fe (орто- и тетраэдрическое) в элементарной ячейке с заселенностью 2:3.

Выполнен анализ температурных зависимостей мессбауэровских спектров отражения в интервале от 3.6 K до 773 K [4], которые показали уменьшение температуры Нееля T_N при уменьшении толщины пленок. Для толщин пленок ~ 28 нм, ~ 6.5 нм и ~ 4 нм получены значения $T_N = 593 \pm 2$ K, 580 ± 2 K и 567 ± 2 K, соответственно (Для объемного образца $T_N \cong 650$ K). Определено значение критического параметра $\beta \cong (0.28 \div 0.3) \pm 0.02$, оказавшееся несколько меньше значения для объемного ортоферррита (0.34). Трансформация спектров, в частности появление квадрупольного дублета в центре магнитного секстета, начиная уже с 66 K для самой тонкой пленки, и увеличение его площади при дальнейшем повышении температуры, свидетельствует о последовательном переходе из АФМ в суперпарамагнитное состояние для отдельных кластеров или областей примесных фаз в пленках [3].

Обнаружено также последовательное изменение ориентации АФМ осей в $Y^{57}FeO_3$ с температурой, так что угол, задающий направление сверхтонкого поля B_{hf} относительно плоскости поверхности изменяется в среднем от $\sim 63^o$ до $\sim 45^o$, то есть с ростом температуры антиферромагнитная ось разворачивается к поверхности.

Эффект селективности по глубине спектров отражения проявился при сравнении спектров, измеренных при разных углах скольжения. В спектре, измеренном при бóльшем угле скольжения 2.97 мрад заметно увеличивается доля дублетов в центральной части спектра. Обработка спектров показала, что парамагнитная структура присутствует в основном в области интерфейса с подложкой в слое с толщиной порядка ~ 1 нм на глубине ~ 3 нм.

Список использованной литературы:

1. Xiong D., Jiang Y., Shi K. et al., Antiferromagnetic spintronics: An overview and outlook // Fundamental Research. – 2022. - Vol. 2(4), pp. 522-534.
2. M.A. Andreeva, R.A. Baulin, A.P. Nosov, I.V. Gribov, V.V. Izyurov, O.A. Kondratev, I.A. Subbotin, E.M. Pashaev, Mössbauer Synchrotron and X-ray Studies of Ultrathin $YFeO_3$ Films // Magnetism (MDPI). - 2022. - Vol.2. pp.328–339.
3. В.В. Изюров, А.П. Носов, И.В. Грибов, М.А. Андреева, Магнитные фазовые переходы в ультратонких пленках $YFeO_3$ по данным синхротронной мессбауэровской рефлектометрии // Физика металлов и металловедение. - 2023. - т. 124(7). с. 566–576.

УДК 314.748

Морфология границ и обменное смещение в системе AL_2O_3 – кобальт

Кобяков А.В.

к.ф.-м.н., доцент, Институт инженерной физики и радиоэлектроники СФУ; научный сотрудник, Институт физики им. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Патрин Г.С.

д.ф.-м.н. профессор, Институт инженерной физики и радиоэлектроники СФУ; заведующий лабораторией, Институт физики им. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Юшков В.И.

к.т.н., доцент, Институт инженерной физики и радиоэлектроники СФУ; научный сотрудник Институт физики им. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Косырев Н.Н.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Институт физики им. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию взаимосвязи технологических особенностей магнетронного напыления, морфологии интерфейса и поверхности с магнитными свойствами в системе Al_2O_3 – Co с окисленной поверхностью Co. Обнаружена смена знака обменного смещения при изменении очередности осаждения слоев. Эффект возникает при температурах ниже 200 K и толщинах Co менее 10 нм.*

Ключевые слова: *ферромагнитная пленка, оксиды, обменное смещение, интерфейс*

Morphology of interfaces and exchange bias in the AL_2O_3 – cobalt system

Kobyakov A. V.

PhD., Associate Professor, Institute of Engineering Physics and Radio Electronics of SFU; Researcher, Kirensky Institute of Physics of FRC KSC SB RAS

Patrin G. S.

Dr.Sc., professor, Institute of Engineering Physics and Radio Electronics of SFU; head of a laboratory; Kirensky Institute of Physics of FRC KSC SB RAS

Yushkov V. I.

PhD., Associate Professor, Institute of Engineering Physics and Radio Electronics of SFU; Researcher, Kirensky Institute of Physics of FRC KSC SB RAS

Kosyrev N. N.

PhD., Researcher, Kirensky Institute of Physics of FRC KSC SB RAS

Annotation. *The work is devoted to the study of the relationship between the technological features of magnetron sputtering, the morphology of the interface and surface with magnetic properties in the Al_2O_3 – Co system with an oxidized surface Co. A change in the sign of the exchange bias was detected*

when the order of layer deposition changed. The effect occurs at temperatures below 200 K and Co thicknesses less than 10 nm.

Keywords: *ferromagnetic film, oxides, exchange bias, interface*

В последние годы наночастицы ферромагнитных металлов нашли практическое применение в таких областях, как медицина, технологии накопления электроэнергии, электроника и спинтроника. Такие устройства, часто представляют собой многослойные структуры, как с магнитными, так и с немагнитными слоями, с размерами нанометрового масштаба. Но в таких масштабах появляются проблемы фундаментального характера в области физики твердого тела, связанные с влиянием структурных, размерных и интерфейсных эффектов, на магнитные характеристики тонкопленочных структур [1-3].

Одним из актуальных направлений исследований в этой области является связь эффекта обменного смещения (ЕВ) с интерфейсными особенностями в многослойных системах. Эффект ЕВ возникает при охлаждении системы ферромагнетик/антиферромагнентик (ФМ/АФМ) ниже температуры Нееля. В работе [4] предложено, что атомы расположенные вблизи границы раздела имеют меньшее количество связей с соседями, чем атомы, расположенные в объеме. А при уменьшении размеров магнитных частиц энергия обменного взаимодействия между частицами уменьшается и становится сравнимой с тепловой энергией. Все это приводит к нарушению магнитного порядка на границе раздела. Поведение магнитных моментов ферромагнитных частиц становится подобным поведению магнитных моментов парамагнетиков.

Эффект ЕВ для системы Al_2O_3 - Co исследовался в работе [5]. Слои Co (с толщинами от 2.7 до 40 нм) осажденного на подложку Al_2O_3 ВЧ распылением естественно окислялся. В результате возникало положительное обменное смещение ниже температуры блокировки и отрицательное обменное смещения вблизи температуры блокировки (T_B). Однако в литературе мало информации о морфологии поверхности, интерфейса и их взаимосвязи с обменным смещением в системе Al_2O_3. В работе [6] в структуре Al_2O_3/Ge/Al_2O_3/Co методом СКВИД магнитометрии и с помощью эффекта Керра анализировалась зависимость магнитных свойств от температуры при различных скоростях осаждения, но с фиксированной толщиной кобальта. В данной работе мы исследуем морфологические особенности, анализируем поведение эффекта ЕВ в системе Al_2O_3 - Co при температуре ниже 300 К с переменной толщиной кобальта (4 - 100 нм). Толщина слоя Al_2O_3 во всех образцах равна 5 нм.

Все образцы получены магнетронным напылением при базовом давлении $P = 10^{-7}$ Torr в атмосфере аргона при давлении 3 mTorr. В качестве материала подложки использовалось покровное стекло, очищенное in situ методом ионно-плазменного травления. Осаждение проводилось на вращающуюся подложку при ее температуре $T \approx 373$ K. Морфология поверхности пленок исследовалась на атомно-силовом микроскопе VeecoMultiMode. (разрешение 1 nm). Магнитные измерения проводились с помощью метода магнитооптического эффекта Керра (NanoMOKE-2). Магнитное поле прикладывалось в плоскости образца.

Исследование химического состава образцов проводилось на электронном спектрометре SPECS, оснащенном полусферическим анализатором PHOIBOS 150 MCD 9, с использованием монохроматического источника Al Kα (1486,6 эВ). Разложение линий сделано с использованием полуэмпирического подхода описанного в работе [7]. При анализе фотоэлектронных спектров, обнаружено, что поверхности кобальтовых слоев состоят из основных компонент, характерных для кобальта с долей равной 49,7% ($2p_{3/2}$), и компонент оксидов с общей долей равной 41,6% (CoO и Co_3O_4 - антиферромагнетики с температурами

Нееля $T_N \sim 290$ K. и 40 K.). Поэтому магнитный слой можно рассматривать как систему: ФМ - АФМ.

На рис. 1 представлены зависимости средней шероховатости (Rms) поверхности образца glass/Al_2O_3/Co в зависимости от толщины слоя кобальта нанесенного на оксид алюминия, осажденного на стекло (линия из точек). Для сравнения, приведена та же зависимость, но для образца glass/Co (сплошная линия).

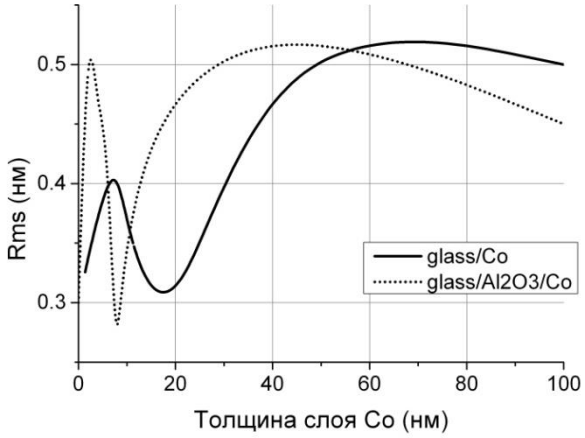
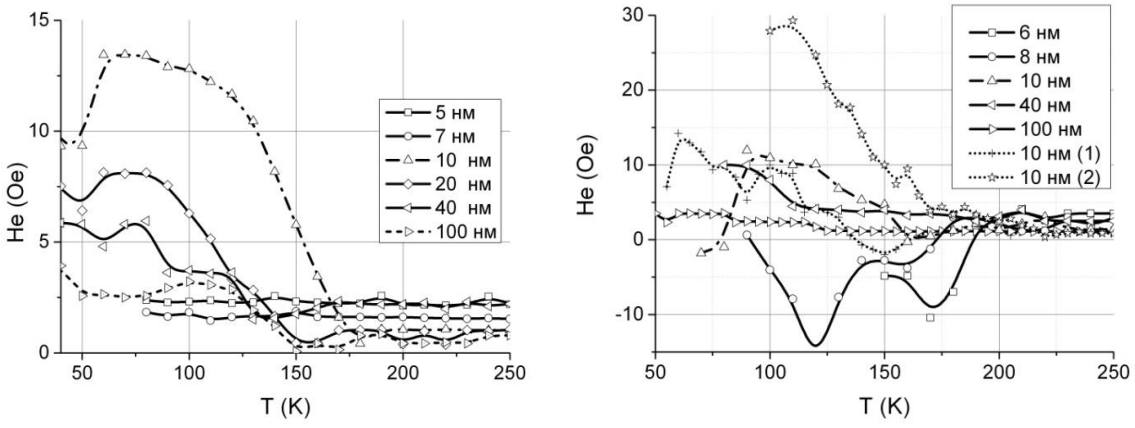


Рис. 1. Зависимости средней шероховатости (Rms) от толщины слоя кобальта.

На рис. 2 показаны зависимости обменных смещений от температуры для образцов glass/Co (а) и glass/Al_2O_3/Co (б). При толщине кобальта менее 8 нм H_E мало (рис. 2а). Но при осаждении кобальта на Al_2O_3, при тех толщинах, H_E имеет отрицательный знак (рис. 2б). При возрастании толщины кобальта от 10 до 20 нм H_E в обоих случаях имеет положительный знак и достигает максимума при температурах ~100 K. При дальнейшем увеличении толщины слоя кобальта в обоих случаях H_E уменьшается.



а) б)

Рис. 2. Температурная зависимости обменного смещения для образцов glass/Co (а), glass/Al_2O_3/Co (б). (1) – образец glass/Al_2O_3/Co (10 нм.) с уменьшенной скоростью осаждения кобальта (1.2 нм./мин.). (2)- образец glass/Co(10 нм.)/Al_2O_3

Температура, при которой происходит смена знака H_E уменьшается от 190 К до 160 К при увеличении толщины кобальта от 6 до 10 нм в образцах glass/Al_2O_3/Co. При осаждении кобальта (10 нм) на Al_2O_3 с уменьшенной скоростью (от 7,2 до 1.2 нм/мин) H_E имеет отрицательный знак только от 140 до 160 К. А при изменении очередности осаждения glass/Co(10 нм)/Al_2O_3 H_E имеет всегда положительный знак (рис. 2а). В данном случае H_E имеет максимальные значения при температуре ~100 K., а зависимость H_E(T) подобна как для образца glass/Co(10 нм). Для этой толщины Co зависимость Rms(толщины слоя Co) имеет максимум 0,4 нм.

При анализе зависимостей H_E(T) можно заметить несколько особенностей.

Для образцов с обратной очередностью слоев glass/Co/Al_2O_3 и при более медленном осаждении слоев glass/Al_2O_3/Co, зависимость H_E(T) аналогична, как у системы Co/CoO (ФМ/АФМ) с температурой блокировки близкой к T_B ~176 К.

Для образцов glass/Al_2O_3/Co с толщинами Co менее 10 нм осажденного с повышенной скоростью, зависимость H_E(T) подобна зависимости, получаемых от магнитных частиц ядро-оболочка Co-CoO. Очевидно, что такая магнитная структура образуется на интерфейсе Al_2O_3/Co. Увеличенная шероховатость при малой толщине Co (4-5 нм) и резкое ее уменьшение до 0,27 нм (10 нм кобальта), показывает резкое уменьшение относительной доли частиц Co-CoO.

Морфологические неоднородности на поверхности кобальта и в интерфейсе Al_2O_3/Co приводят к изменению T_B при толщинах Co менее 20 нм. Увеличение доли АФМ составляющей (доли оксидов) относительно доли ФМ составляющей приводит к увеличению T_B ближе к T_N (рис. 2а).

Исследование выполнено в рамках государственного задания ФГАОУ ВО Сибирский федеральный университет (номер FSRZ-2023-0008).

Список использованных источников:

1. Blauert J. and Kiourti A. Theoretical Modeling and Design Guidelines for a New Class of Wearable Bio-Matched Antennas // IEEE TAP. – 2019. – V. 68. – № 3. – pp. 2040 – 2049.
2. Yetisen A. K., Martinez-Hurtado J. L., Ünal B., Khademhosseini A., Butt H. Wearables in Medicine // Adv. Mater. – 2018. – V. 30. – p. 1706910.
3. Tung R. T. The physics and chemistry of the Schottky barrier height // Appl. Phys. Rev. – 2014. – V. 1. – № 1.
4. Bean C. P., Livingston J. D. Superparamagnetism // J. Appl. Phys. – 1959. – V. 30. – № 4, – pp. 120S-129S.
5. Radu F., Etzkorn M., Siebrecht R., Schmitte T. Interfacial domain formation during magnetization reversal in exchange-biased CoO/Co bilayers // Phys. Rev. – 2003. – V. 67. – P. 134409.
6. Kobyakov, A. V., Patrin, G. S., Yushkov, V. I., Shiyan, Magnetic and Resonance Properties of a Low-Dimensional Cobalt–Aluminum Oxide–Germanium Film Tunnel Junction Deposited by Magnetron Sputtering // Magnetochemistry. – 2022. – V. 8(10). – P. 130.
7. Biesinger M. C., Payne B. P., Grosvenor A.P., Lau L.W.M. Resolving surface chemical states in XPS analysis of first row transition metals, oxides and hydroxides: Cr, Mn, Fe, Co and Ni // Applied Surface Science. – 2011. – V. 257. – pp. 2717–2730.

УДК 537.61

Взаимодействие смещенных друг относительно друга магнитных профилированных пленок

Пятаков М.А.

аспирант, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Акимов М.Л.

к.ф.-м.н., Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Поляков П.А.

д.ф.-м.н., профессор, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Аннотация. *В данной работе приводятся выражения для компонент поля профилированной магнитной пленки, имеющей поверхность в виде косинусоиды. Рассматривается взаимодействие двух подобных пленок, смещенных друг относительно друга на некоторую фазу, и приводятся рассчитанные значения вертикальной компоненты силы их взаимодействия, приходящейся на единицу площади плоской поверхности пленки, и энергии одной пленки в магнитном поле другой. Приведен анализ полученных соотношений.*

Ключевые слова: *пленочные магнитные материалы, магнитное поле, магнитное взаимодействие, намагниченность*

Interaction of displaced relative to each other magnetic profiled films

Piatakov M.A.

Postgraduate Student, M. V. Lomonosov Moscow State University

Akimov M.L.

Ph.D., M. V. Lomonosov Moscow State University

Polyakov P.A.

Dr.Sc., professor, M. V. Lomonosov Moscow State University

Annotation. *This paper presents expressions for the field components of a profiled magnetic film having a cosine surface. The interaction of two similar films displaced relative to each other by some phase is also considered, and the calculated values of the vertical component of their interaction force per unit area of the flat surface of the film and the energy of one film in the magnetic field of the other are given. The analysis of the obtained relations is given.*

Keywords: *magnetic films, magnetic field, magnetic interaction, magnetization*

Магнитные однослойные и многослойные пленочные структуры активно используются в микроэлектронике, спинтронике, в различных приборах и датчиках [1, 2]. Магнитное поле пленочного постоянного микромагнита может воздействовать на распределение векторов намагниченности в датчиках и биосенсорах. Этот способ воздействия более выгоден, если его

сравнивать с токовым источником магнитного поля, например, для уменьшения конструкции магнита и, как следствие, использующего его устройства. Однако магнитное поле пленки, однородно намагниченной перпендикулярно ее поверхности, очень слабое. Существует несколько методов преодоления данной проблемы. Один из них – это использование пленочных магнитных материалов с неоднородным распределением намагниченности в виде сборки Халбаха [3]. Другим технологичным способом является использование решеточных пленочных магнитов, которые способны создавать достаточно сильные неоднородные магнитные поля при определенных параметрах решеток [4, 5].

В данной работе рассматривается еще один способ создания однородно намагниченным пленочным магнитом достаточно большого магнитного поля посредством создания на его поверхности пространственного рельефа. Рассчитываются силы и энергии для взаимодействующих профилей, сдвинутых друг относительно друга на величину α.

Итак, исследуется однородно намагниченная микромагнитная пленка (пластина), расположенная в XOZ -плоскости. Она однородно намагничена с вектором намагниченности $\vec{M}$ вдоль вертикальной оси, а ее рифленая поверхность, как показано на рис. 1, представлена в виде косинусоиды, что задается в виде функции

$$l\overrightarrow{n_y}(a+a\cos(kx')), \tag{1}$$

где $\overrightarrow{n_y}$ – единичный вектор вдоль оси OY; a – полувысота профиля в плоскости XOY; $\vec{l}$ – вектор, проведенный перпендикулярно плоскости XOZ и имеющий длину, равную расстоянию между плоским и искривленным участками пленки в данной точке x' (рис. 1).

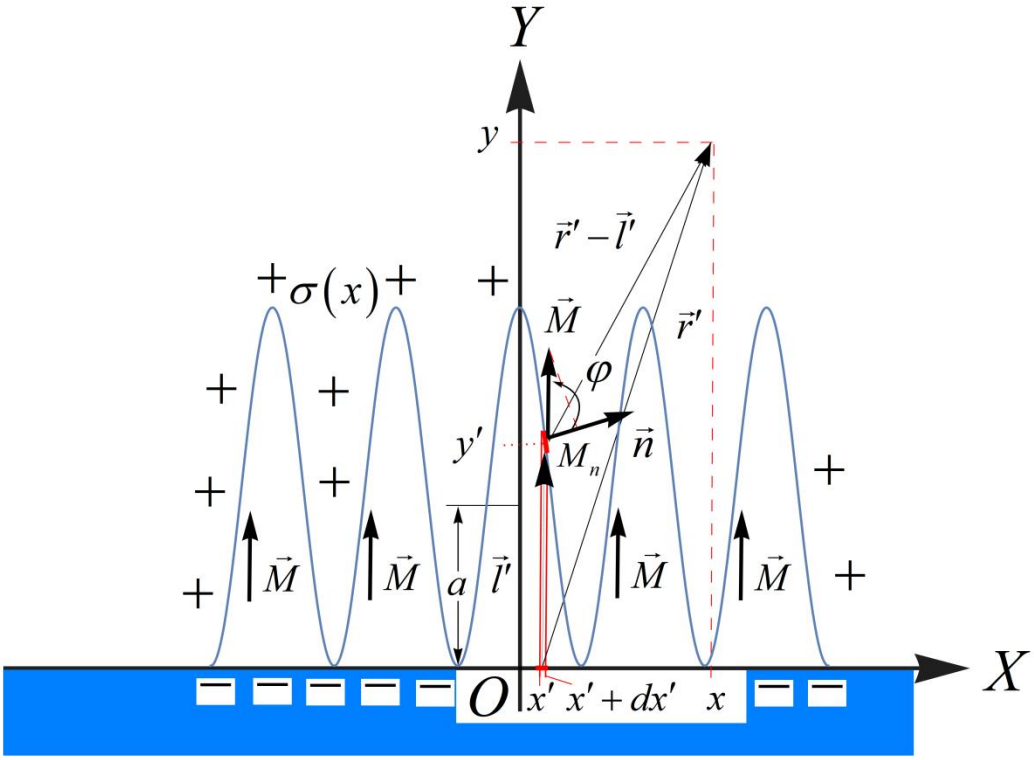


Рис. 1. Однородно намагниченная пленка с синусоидальным рельефом

Причем в рассматриваемой модели пленка бесконечно большая относительно ее толщины, в связи с чем граничными условиями мы пренебрегаем, а также задача решается в

модели фиктивных магнитных зарядов с поверхностной плотностью, которая представляет собой функцию координаты и выражается соотношениями [6]

$$\sigma(x) = M_n(x) = \left(\vec{M}(x) \cdot \vec{n}(x)\right) = M\cos\varphi\,(x), \tag{2}$$

где угол φ показан на рис. 1. В данной модели можно считать, что полем нижней части (объемного участка с плоскими границами) можно пренебречь по сравнению с полем искривленного участка, если провести аналогию с плоским конденсатором с пластинами бесконечно большого размера.

Разбивая всю поверхность на такие линейные бесконечно длинные по оси OZ магнитные заряды, можно записать точное значение дифференциала потенциала как функцию координат x и y точки наблюдения для пары элементарных линейных зарядов, имеющих абсциссу x'. Оно выглядит следующим образом:

$$d\varphi = 2\sigma dx'\left[\ln\left(\left(x-x'\right)^2 + y^2\right)^{1/2} - \ln\left(\left(x-x'\right)^2 + \left(y - a\left(1+\cos\left(kx'\right)\right)\right)^2\right)^{1/2}\right] + C_1, \tag{3}$$

где C_1 – некоторая константа.

В данной работе для упрощения расчетов при вычислении магнитного поля данного намагниченного образца рассматривалось классическое дипольное приближение, которое задавалось условием

$$\left|\vec{l}\right|\left|\vec{r}\right|\left|'\right|, \tag{4}$$

где $\vec{l}$ здесь имеет смысл плеча элементарного двумерного диполя, который расположен в точке с абсциссой x'. В этом приближении выражения для компонент поля, создаваемого нашей магнитной пленкой, выглядят как

$$\begin{cases} H_x(x,y) = \pi\sigma ake^{-ky}\sin(kx) = \pi M_n ake^{-ky}\sin(kx), \\ H_y(x,y) = \pi\sigma ake^{-ky}\cos(kx) = \pi M_n ake^{-ky}\cos(kx). \end{cases} \tag{5}$$

В дипольном приближении вертикальная компонента силы взаимодействия на единицу площади плоской поверхности верхней пленки (вдоль осей OX и OZ) двух смещенных рельефов (сила на верхнюю пленку со стороны нижней), поверхность нижнего из которых задается функцией (1), а верхнего – аналогичной зависимостью с аргументом $kx'+\alpha$ у косинуса, также была вычислена. Профили показаны на рис. 2.

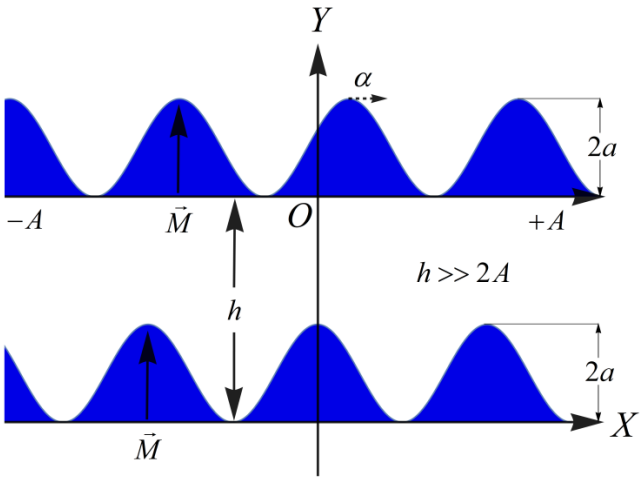


Рис. 2. Два взаимодействующих рельефа в дипольном приближении

Соотношение для этой компоненты выглядит следующим образом:

$$\frac{F_y}{2A} = -\frac{1}{2}\pi\sigma^2 \left(ak\right)^2 e^{-kh}\cos\left(\alpha\right), \tag{6}$$

где $2A$ – некоторый (достаточно большой) линейный размер пленки (рис. 2); $0 \le \alpha < 2\pi$ – величина сдвига профилей; k – величина, отражающая пространственный период изменения нашего рельефа (или через длину волны $\lambda = \frac{2\pi}{k}$); h – расстояние между пленками.

Энергия же взаимодействия профилей, или энергия верхней пластины в магнитном поле нижней, имеет вид

$$W = -\pi\left(\sigma a\right)^2 k e^{-kh} A\cos\left(\alpha\right). \tag{7}$$

Анализ полученных соотношений для силы и энергии показывает следующее. Во-первых, максимальное значение (по модулю) вертикальной компоненты силы на единицу площади плоской поверхности пленки, то есть величина максимального притяжения пластин, равна с учетом (6)

$$\left(\frac{F_y}{2A}\right)_{\min} = -\frac{2\pi}{e^2}\left(\frac{a}{h}\right)^2 \sigma^2 \cos\left(\alpha\right). \tag{8}$$

Во-вторых, если $0 \le \cos\left(\alpha\right) < \pi/2$ или $3\pi/2 < \cos\left(\alpha\right) < 2\pi$, то $\cos\left(\alpha\right) > 0$, мы имеем притяжение пленок с профилем, то есть $F_y < 0$ согласно (6). Если же $\pi/2 < \cos\left(\alpha\right) < 3\pi/2$, то $\cos\left(\alpha\right) < 0$, пленки с профилем отталкиваются друг от друга, так как $F_y > 0$ согласно (6). В-третьих, если предоставить верхнюю пластину самой себе, но будет находиться в магнитном поле нижней, то она займет положение с минимальной энергией, что происходит при $\alpha = 0$.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Список использованных источников:

1. Wang K., Zhang Y., Xiao G. Anomalous Hall Sensors with High Sensitivity and Stability Based on Interlayer Exchange-Coupled Magnetic Thin Films // Phys. Rev. Applied. – 2020. – Vol. 13. – No. 6.

2. Tsidaeva N.I. et al. Magneto-Optical Investigation of Thin-Film Magnetic Structures // Physica Scripta. – 2013. – Vol. 157.

3. Meribout M., Sonowan S. Optimal Halbach Magnet Array Design for Portable NMR Targeting Multiphase Flow Metering Applications // IEEE Trans. Magn. – 2019. – Vol. 55. – No. 1.

4. Пятаков М.А., Акимов М.Л., Поляков П.А. Взаимодействие неоднородного постоянного магнита, состоящего из решетки магнитожестких полосок, с массивной ферромагнитной средой // Изв. РАН. Сер. физ. – 2021. – Т. 85. – № 11. – С. 1568–1572.

5. Пятаков М.А., Поляков П.А., Русакова Н.Е. Изучение взаимодействия ферромагнетиков и расчет меры этого взаимодействия // Изв. РАН. Сер. физ. – 2020. – Т. 84. – № 5. – С. 719–722.

6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Физматлит, 2016. 656 с.

УДК 539.216.2:

Магнитные свойства и магнитосопротивление многослойных наноструктур $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_n$

Калинин Ю.Е.

д.ф.-м.н., профессор, Воронежский государственный технический университет, Воронеж

Ситников А.В., Макагонов В.А., Фошин В.А.

Воронежский государственный технический университет, Воронеж

Волочаев М.Н.

Институт физики имени Л. В. Киренского СО РАН

Припеченков И.М., Перова Н.Н., Ганьшина Е.А.

Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Рыльков В.В.

д.ф.-м.н., в.н.с., Национальный научный центр «Курчатовский институт»

Грановский А.Б.

д.ф.-м.н., профессор, Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *Исследованы структурные, электрические, магнитные, магнитооптические свойства и магнитосопротивление гибридных мультислоев* $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_n$ *(где n-число бислоев в пленке) при вариации толщин слоев нанокомпозита* $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}$ *и полупроводника* ***ZnO.*** *Обсуждаются возможные механизмы ферромагнитного или антиферромагнитного упорядочения, усиления магнитооптического отклика и магнитосопротивления в многослойных наноструктурах.*

Ключевые слова: *гибридные многослойные структуры, наноструктуры, намагниченность, отрицательное магнитосопротивление.*

Magnetic properties and magnetoresistance of hybrid multilayer nanostructures $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_n$

Kalinin Y.E., Sitnikov A.V., Makagonov V.A., Foshin V.A.

Voronezh State Technical University

Volochaev M.N.

Kirensky Institute of Physics,

Pripechenkov I.M., Perova N.N., Ganshina E.A.

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Rylkov V.V.

National Research Center Kurchatov Institute

Granovsky A.B.

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *The structural, electrical, magnetic, magneto-optical properties and magnetoresistance of* $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_n$ *multilayer structures, where n = 50 is the number of* $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}$ *nanocomposite and ZnO bilayers have been studied. Some*

examples of high-tech solutions to problems using the method of LCT. Possible mechanisms of ferromagnetic and antiferromagnetic ordering, enhancement of the magneto-optical response and magnetoresistance in multilayer nanostructures are discussed.

Keywords: *hybrid multilayers, nanostructures, magnetization, negative magnetoresistance.*

Получение образцов многослойных структур $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_n$ (где n-число бислоев в пленке) осуществлялось ионно–лучевым методом на напылительной установке, спроектированной на основе вакуумного напылительного поста УВН–2М на вращающуюся подложку по методике [1]. Для напыления многослойных структур композит – полупроводник использовались составная мишень из металлического сплава ($Co_{40}Fe_{40}B_{20}$) с тринадцатью равномерно (или неравномерно) распределенными на его поверхности навесками SiO_2, а также мишень из полупроводника оксида цинка. В процессе напыления между одной из мишеней (ZnO) и подложкой устанавливался V–образный экран, который позволял регулировать в широком диапазоне толщину полупроводниковой прослойки. 5 серий из 75 керамических подложек размером 60x3x0,6 мм^3 закреплялась на подложкодержателе параллельно плоскости мишени вдоль ее длинной стороны.

Исследования дифракции методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) подтвердили аморфную структуру составляющих слоев пленки (вставка к рисунок 1), а микрофотографий поперечного сечения системы $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_n$ - формирование композитных прослоек $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}$ и многослойной структуры (рисунок 1), при этом толщина прослоек в исследуемом образце $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}$ была равна 1.1 нм, а ZnO 1.2 нм.

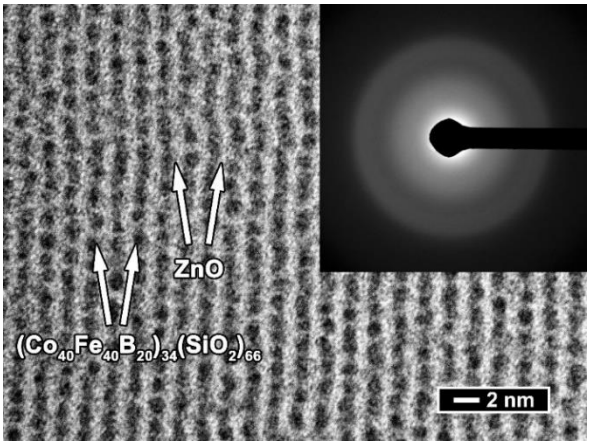


Рис. 1. Микроизображение ПЭМ поперечного сечения многослойной структуры $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_{100}$ (на вставке представлена микродифракция исследуемой пленки)

На рис. 2 а представлены концентрационные зависимости удельного электрического сопротивления нанокомпозитов $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}$, измеренные при комнатной температуре. При распылении составной мишени с неравномерным расположением навесок оксида кремния изменение концентрации металлической фазы X от 25 до 64 ат. % немонотонно уменьшает электрическое сопротивление исследуемой системы примерно на 5 порядков (кривая 1 на рис. 2 а). Полученная зависимость характерна для многих гетерогенных систем металл-диэлектрик, а значительное уменьшение удельного электрического сопротивления композитов при увеличении концентрации металлической фазы связывается с переходом от неметаллического типа проводимости к металлическому. На зависимости удельного электрического сопротивления ρ пленок многослойной структуры

{[$(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}$]/[ZnO]}$_n$ от толщины прослойки ZnO) ρ(h) удельное электрическое сопротивление слабо изменяется с изменением толщины прослойки до h~1.2 нм, а затем ρ уменьшается примерно на 3 порядка при h=4 нм (рис. 2б).

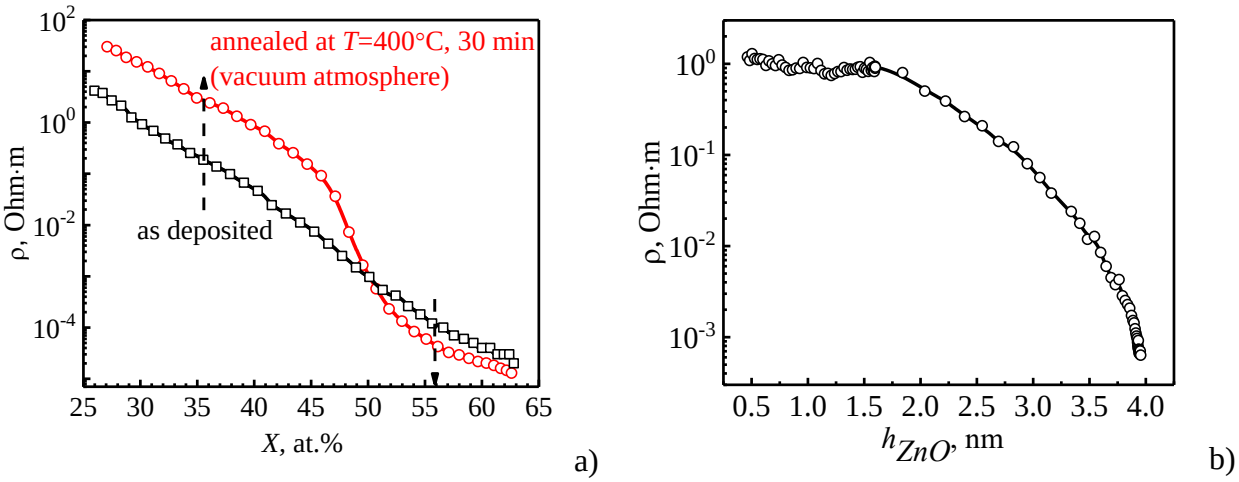


Рис. 2. Электрические свойства пленок плёнок композитов различных составов $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x(SiO_2)_{1-x}$ (a), и многослойной структуры $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_{50}$ различных серий от толщины полупроводниковой прослойки (b) при толщине слоя нанокомпозита порядка 3 нм

На Рис. 3 показаны кривые намагниченности двух типов мультислоев: при толщине прослойки ZnO h=0.46 нм (Рис 3a) и h=3.94 нм (Рис. 3b), измеренные с помощью вибрационного магнитометра. Для всех образцов не выявили ферромагнитного упорядочения, так как петли гистерезиса не наблюдались как при комнатной, так и более низких температурах (до 100 K) при точности измерения коэрцитивной силы до 0.1 Э. Ферромагнетизм в исследуемых гибридных мультислоях мог возникнуть по трем причинам:

a. ферромагнетизм в прослойках ZnO при проникновении в эти слои ионов Co в процессе напыления или после напыления за счет диффузии;

b. за счет ферромагнитного обмена между соседними гранулами нанокомпозитных слоев через тонкую прослойку ZnO;

c. за счет ферромагнитного обмена в интерфейсном слое магнитных гранул через приповерхностный слой ZnO и повышении температуры блокировки наногранул $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ в интерфейсном слое за счет изменения константы магнитной анизотропии.

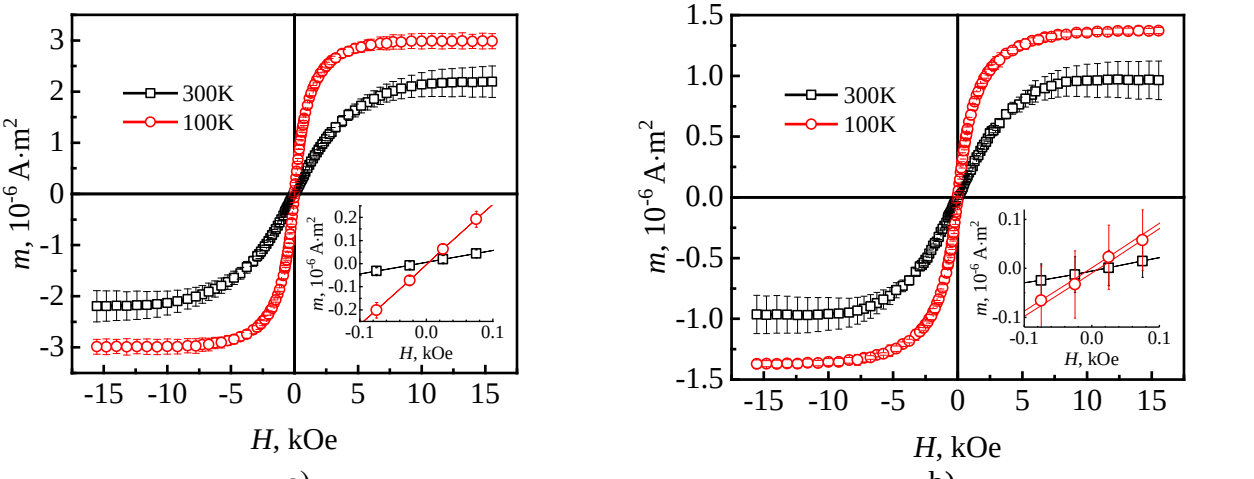
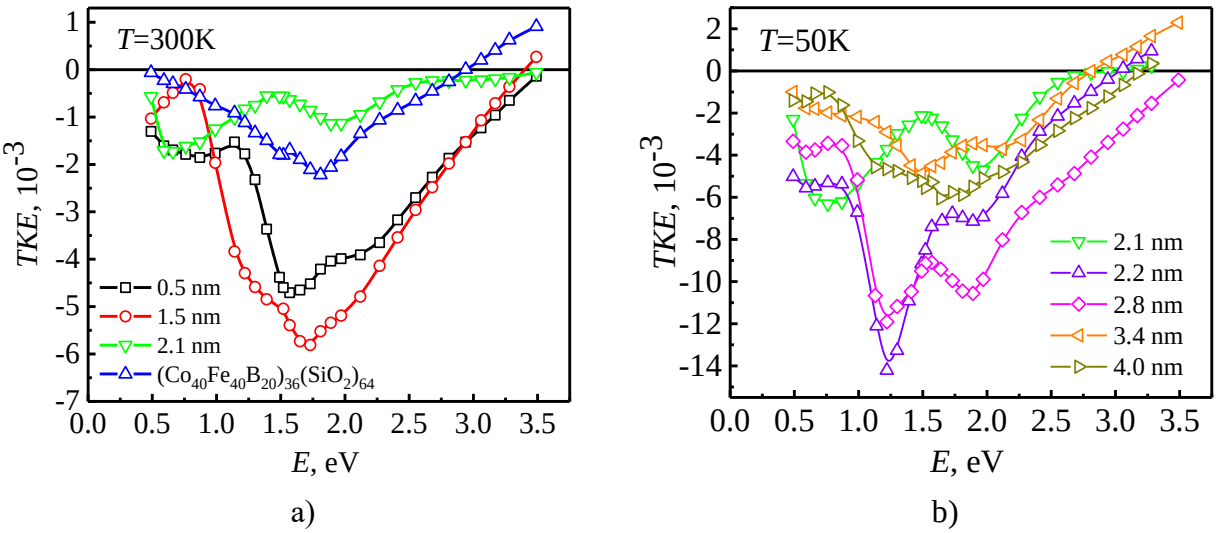


Рис. 3 Кривые намагниченности двух типов мультислоев: с тонкими (a) и толстыми (b) прослойками ZnO, измеренные с помощью вибрационного магнитометра

На рис. 4 даны примеры магнитооптических спектров для ряда составов. Так как магнитооптический отклик однослойных пленок ZnO отсутствует, то можно ожидать, что магнитооптические спектры гибридных мультислоев целиком определяются нанокомпозитными слоями $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}$. Однако это не так (Рис. 4). Отличительными чертами представленных данных являются, во-первых, наличие дополнительных особенностей (максимумов) по отношению к однослойным нанокомпозитам, а во-вторых, большая величина сигнала для определенных составов. Влияние интерференционных эффектов мы исключаем, так как глубина формирования магнитооптического сигнала порядка 100 нм, что сравнимо с суммарными толщинами образцов, а слои достаточно тонкие. Мы связываем появление дополнительных особенностей в спектрах ТКЕ с плазменным усилением ТКЕ за счет прослоек ZnO.



a) b)

Рис.4. Спектральные зависимости ЭЭК для композита $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}$ и системы $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_5$, (с разными толщинами ZnO) при комнатной температуре (а) и при T=50 К (b)

Изменение магнитосопротивления от толщины полупроводниковой прослойки показано на рис. 5 при комнатной температуре (1) и Т=77 К (2).

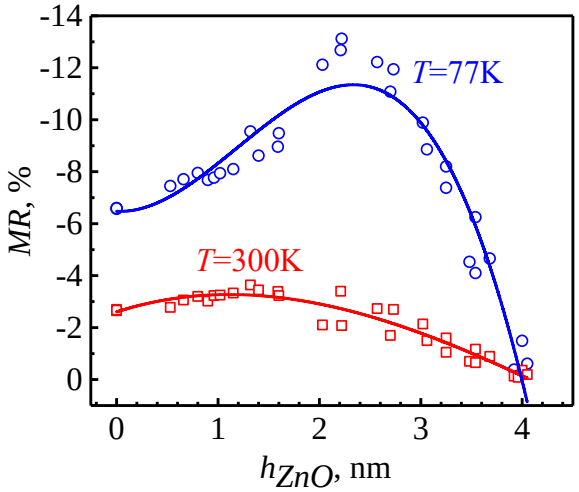


Рис. 5. Магнитосопротивление пленок многослойной структуры $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_n$ от толщины полупроводниковой прослойки при комнатной температуре и T=77 К

Список использованных источников:

1. Гриднев С.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Стогней О.В. Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах, М.: Бином, Лаборатория знаний, 2012. – 352 с.

УДК 537.6

Применение пленок CoPd(Pt)/Au для элементов магнитной памяти

Здоровейщев А.В.

к.ф.-м. н., с.н.с. НИФТИ ННГУ

Дорохин М.В.

д.ф.-м. н., в.н.с. НИФТИ ННГУ

Здоровейщев Д.А.

Инженер НИФТИ ННГУ

Темирязева М.П.

к.ф.-м. н., в.н.с НИФТИ ННГУ

Темирязев А.Г.

к.ф.-м. н., в.н.с НИФТИ ННГУ

Аннотация. *В работе проведено исследование микромагнитной структуры и магнитных свойств пленок CoPd(Pt)/Au. Показана возможность создания ячейки памяти на основе данных пленок и способ увеличения информационной емкости ячейки. Обсуждается модель возникновения ступенчатой петли перемагничивания в многослойных пленках CoPd(Pt)/Au.*

Ключевые слова: *магнитная память, микромагнитная структура, анизотропия намагниченности*

Application of Pd(Pt)/Au films for magnetic memory elements

Zdoroveyshchev A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Research institute for physics and technology of NNSU

Dorokhin M.V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Leading Researcher, Research institute for physics and technology of NNSU

Zdoroveyshchev D.A.

Engineer, Research institute for physics and technology of NNSU

Temiryazeva M.P.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, IRE RAS

Temiryazev A.G.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, IRE RAS

Annotation. *The paper investigates the micromagnetic structure and magnetic properties of Pd(Pt)/Au films. The possibility of creating a memory cell based on these films and the way of increasing the information capacity of the cell is shown. A model of the occurrence of a stepwise magnetization reversal loop in multilayer Pd(Pt)/Au films is discussed.*

Keywords: *magnetic memory, micromagnetic structure, magnetization anisotropy*

Развитие технологии энергонезависимой памяти, повышение плотности записи требует поиска новых материалов и конструкций на их основе. Важнейшими для применения в устройствах памяти особенностями магнитных пленок являются: наличие перпендикулярной магнитной анизотропии, малая толщина, устойчивость к коррозии и мелкая доменная структура. Всеми этими качествами обладают пленки сплавов CoPd(Pt) [1].

Исследуемые многослойные пленки были сформированы методом электронно-лучевого попеременного испарения мишеней из высокочистых материалов в высоком вакууме. Для создания рисунка структуры и контактов в работе мы использовали сочетание фотолитографии с последующим ионно-плазменным травлением пленки CoPd(Pt) ионами Ar и импульсной силовой нанолитографии [2].

Для оценки минимально возможного размера элемента памяти в настоящей работе пленка CoPt (толщиной 8 нм) была нарезана на квадраты размером 50х50 нм. Обнаружено, что при таком размере ячейки пленка внутри неё становится однодоменной. Была показана возможность переключать намагниченность ячейки на противоположную воздействием магнитного поля зонда магнитно-силового микроскопа. Максимальная оценочная плотность записи составила 40 ГБит/см^2. Также в работе показана возможность изменять доменную структуру узкой (1 мкм) дорожки пленки CoPt с помощью токовых импульсов.

Для потенциального увеличения плотности записи информации в ячейку памяти нами была сформирована трехслойная пленка сплава CoPd (толщиной 5нм), разделенная немагнитными прослойками золота (толщиной 5нм). В работе проведено комплексное исследование характеристик такой пленки. Обнаружено, что магнитополевая зависимость намагниченности пленки имеет ступенчатый вид, а намагниченность имеет 6 устойчивых состояний. При исследовании доменной структуры выявлено, что отдельные ферромагнитные пленки имеют как независимую, так и связанную доменную структуру, которая, по-видимому, объясняет вид зависимости намагниченности. Обсуждается перспектива применения данных пленок в элементах магнитной памяти.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-79-20186.

Список использованной литературы:

1. А.В. Здоровейщев, М.В. Дорохин, О.В. Вихрова, и др. Свойства ферромагнитных слоев CoPt для применения в спиновых светоизлучающих диодах // ФТТ – 2016. – Т. 58. – С. 2186.
2. Temiryazev A.G. Pulse force nanolithography on hard surfaces using atomic force microscopy with a sharp single-crystal diamond tip // Diamond & Related Materials – 2014. – V. 48. – pp. 60.

УДК 537.622.5, 537.634

Об эффекте Эйнштейна–де Гааза в микроэлектромеханических квазидвумерных системах

Колюшенков М.А.

Студент кафедры физики колебаний физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Пятаков А.П.

д.ф.-м. н., профессор кафедры физики колебаний физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *Рассмотрен электроиндуцированный гиромагнитный эффект в антиферромагнитных 2D-пленках, аналогичный классическому эффекту Эйнштейна-де Гааза в ферромагнитных материалах. Показано, что для микронных чешуек антиферромагнитных материалов Ван-дер-Ваальса, имеющих недиагональный тензор магнитоэлектрического эффекта, величина электроиндуцированного эффекта Эйнштейна-де Гааза достаточна для обнаружения с помощью обычной оптической системы атомно-силового микроскопа.*

Ключевые слова: *антиферромагнетизм, гиромагнитный эффект, ван-дер-Ваальсовы материалы*

On the Einstein–de Haase effect in microelectromechanical quasi-two-dimensional systems

Koliushenkov M.A.

Student, department of physics of oscillations, faculty of physics, M.V. Lomonosov Moscow State University

Pyatakov A.P.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of physics of oscillations, faculty of physics, M.V. Lomonosov Moscow State University

Annotation. *— The electrically induced gyromagnetic effect in antiferromagnetic 2D films, analogous to the classical Einstein-de Haas effect in ferromagnetic materials, is considered. It is shown that for the micrometer-sized flakes of antiferromagnetic van der Waals materials having a non-diagonal tensor of the magnetoelectric effect, the magnitude of the electrically induced Einstein–de Haas effect is sufficient to be detected with the conventional optical lever approach of an atomic force microscope.*

Keywords: *antiferromagnetism, gyromagnetic effect, van der Waals materials*

Открытие эффекта Эйнштейна-де Гааза, связавшего угловой момент спинов электронов с вращением макроскопического тела, стало важнейшим шагом в развитии квантовой механики. В наши дни этот эффект рассматривали на масштабе десятков и единиц

нанометров [1] (вплоть до предела одной молекулы [2]) и временном масштабе долей пикосекунд [3].

Открытие магнитов Ван-дер-Ваальса (vdW) с магнитным порядком в двух измерениях позволяет пересмотреть эффект Эйнштейна-де Гааза с точки зрения 2D-геометрии: благоприятствует ли предельно малая толщина образцов vdW и их магнитное состояние проявлению гиромагнитных явлений?

В данной работе рассмотрен электроиндуцированный гиромагнитный эффект в антиферромагнитных 2D-пленках, аналогичный классическому эффекту Эйнштейна-де Гааза в ферромагнитных материалах.

Антисимметричное расположение магнитных подрешеток в антиферромагнетиках, позволяет вызывать декомпенсацию магнитных моментов, связанных с ионами противоположных магнитных подрешеток, приложением внешнего электрического поля E за счет обратного магнитоэлектрического (МЭ) эффекта. Таким образом, образец приобретает ненулевую намагниченность, пропорциональную электрическому полю и, следовательно, дополнительный механический угловой момент.

Рассмотрим механическую колебательную систему (см. рис. 1), представляющую собой тонкую плёнку (толщиной в несколько атомарных бислоев) антиферромагнетика, зажатую между двумя графеновыми электродами. Приложение электрического поля к этим электродам вызывает появление индуцированной намагниченности в слое антиферромагнетика, что в свою очередь вызывает механические колебания системы в соответствии с эффектом Эйнштейна-де Гааза. Наибольший эффект будет наблюдаться при совпадении частоты внешнего воздействия с собственной частотой колебаний такой системы, которую можно найти по формуле:

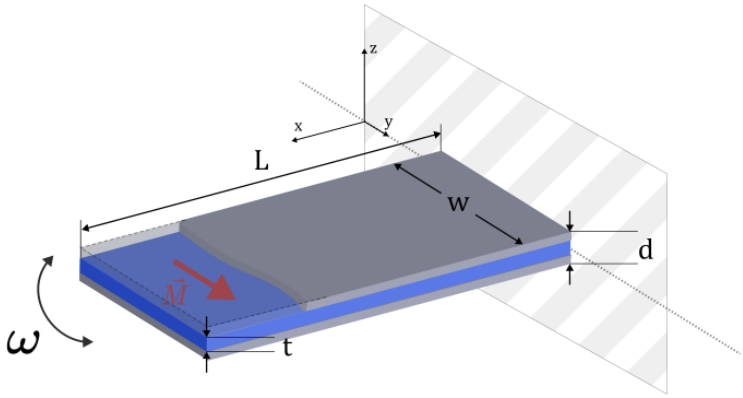


Рис. 1. Рассматриваемая система: консоль толщиной d, изготовленная из тонкой антиферромагнитной пленки (синяя) толщиной t, зажатая между двумя графеновыми электродами (серые). M — вектор декомпенсированной намагниченности, вызывающий вибрацию кантилевера

$$\omega_0 = \frac{(1.8751)^2 d}{L^2}\sqrt{\frac{Y}{12\rho}}$$

Где Y, ρ – модуль юнга и плотность материала соответственно, а d и L его толщина и длина (см. рис. 1). Амплитуда резонансных колебаний такой системы будет определяться индуцированной намагниченностью M, добротностью Q, гиромагнитным отношением γ, а также плотностью, собственной частотой и геометрическими размерами колебательной системы:

$$\phi_{max} \approx \frac{3Q}{\gamma}\frac{M}{\rho\omega_0 L^2}\left(\frac{t}{d}\right)$$

Намагниченность, индуцированная приложением электрического поля за счет магнитоэлектрического эффекта, имеет характерные значения не превышающие 10^3 А/м, что

примерно на 3 порядка меньше, чем намагниченность в ферромагнетиках (как в классическом опыте Эйнштейна-де Гааза), поэтому экспериментальная регистрация данного эффекта – достаточно сложная задача. Для оценки характерных значений амплитуды колебаний рассматриваемой системы рассмотрим потери, которые имеют место в данной системе:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{air}} + \frac{1}{Q_{clamp}} + \frac{1}{Q_{TED}} + \cdots$$

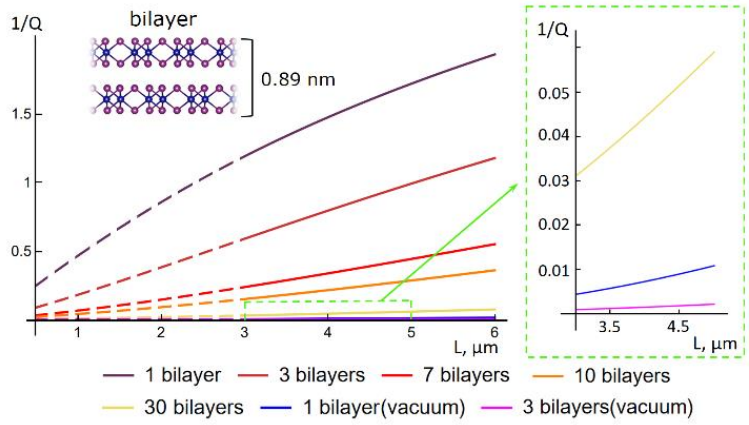


Рис. 2. Зависимость потерь в системе от длины образца при различной толщине (ширина чешуйки w=3 μm) в нормальных условияхслабый и в вакууме

Основные источники потерь: вязкое трение в среде ($1/Q_{air}$), потери в месте закрепления ($1/Q_{clamp}$), термоупругое демпфирование ($1/Q_{TED}$) и др. Для рассматриваемой системы при нормальных условиях $Q_{TED} \gg Q_{clamp} \gg Q_{air}$. Наибольший вклад в потери вносит вязкое трение, так как рассматриваемый эффект достаточно слабый, то, для его наблюдения, потери необходимо значительно снизить, для этого возможно создать низкий вакуум, что позволит повысить добротность системы на 2-3 порядка; также целесообразно использовать образцы, представляющие собой не один, а несколько атомарных бислоев антиферромагнетика, что поможет значительно усилить рассматриваемый эффект (см. рис. 2). Расчеты показывают, что для образца толщиной более 10 атомарных бислоев в вакууме возможно достичь амплитуды колебаний $\sim 10^{-4}$ рад, при этом эффект будет превышать уровень тепловых флуктуаций, а значит его можно экспериментально зарегистрировать.

Проведенные расчеты показывают, что геометрия vdW материалов, по-видимому, неблагоприятна для обнаружения эффекта, однако при использовании многослойных квази-vdW консольных структур в резонансных условиях, эффект имеет достаточную величину, чтобы быть экспериментально обнаруженным с помощью схемы оптического рычага, широко используемой в атомно-силовой микроскопии.

Список использованной литературы:

1. Wallis T. M., Moreland J., Kabos P. Einstein–de Haas effect in a NiFe film deposited on a microcantilever //Applied physics letters. – 2006. – Т. 89. – №. 12.
2. Ganzhorn M. et al. Quantum Einstein-de haas effect //Nature Communications. – 2016. – Т. 7. – №. 1. – С. 11443.
3. Dornes C. et al. The ultrafast Einstein–de Haas effect //Nature. – 2019. – Т. 565. – №. 7738. – С. 209-212.

УДК 537.634

Исследование процессов перемагничивания шестиугольного элемента в спин-туннельной гетероструктуре

Шевцов В.С.

к.ф.-м.н., ассистент, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет

Поляков П.А.

д.ф.-м.н., профессор, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

Касаткин С.И.

д.т.н., г.н.с., Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова Российской академии наук»

к.т.н., начальник отдела **Амеличев В.В.,**
к.т.н., начальник лаборатории **Костюк Д.В.,** н.с. **Васильев Д.В.**

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Москва, Россия

Аннотация. *В работе выполнено теоретическое исследование процессов перемагничивания спин-туннельных гетероструктур во внешнем магнитном поле в случае вытянутого шестиугольного элемента. Микромагнитное моделирование производилось путем решения уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта с использованием программного пакета OOMMF. Было показано, что теоретический расчет перемагничивания может приводить к возникновению полосовой доменной структуры. При уменьшении размера дискретизации полосовые домены при аналогичных расчетах не возникают.*

Ключевые слова: *гигантское магнитосопротивление, спин-туннельные магниторезистивные элементы*

Study of magnetization reversal processes of a hexagonal element in a spin-tunnel heterostructure

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Assistant **Shevtsov V.S.,**
Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor **Polyakov P.A.**

Federal State Budget Educational Institution of Higher Education M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia.

Doctor of Technical Sciences, Chief Researcher **Kasatkin S.I.**

V.A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia.

Candidate of Technical Sciences, department head **Amelichev V.V.,** Candidate of Technical Sciences, laboratory head **Kostyuk D.V.,** scientist researcher **Vasil'ev D.V.**

Scientific-Manufacturing Complex "Technological Centre», Moscow, Russia.

Annotation. *In this work, a theoretical study of the processes of magnetization reversal of spin-tunnel heterostructures in an external magnetic field in the case of an elongated hexagonal element was carried out. Micromagnetic modeling was carried out by solving the Landau – Lifshitz –Gilbert equation using the OOMMF software package. It was shown that theoretical calculations of magnetization reversal can lead to the appearance of a stripe domain structure. When the sampling size is reduced, stripe domains do not appear in similar calculations.*

Keywords: *giant magnetoresistance, spin-tunnel magnetoresistive elements.*

В настоящее время широкое применение в спинтронике находят спин-туннельные гетероструктуры [1-3]. Как правило, при теоретическом анализе зависимости изменения ГМР сопротивления в таких структурах при их перемагничивании используют модель когерентного вращения вектора намагниченности свободного слоя в рамках теории Стонера – Вольфарта [4]. В этой работе производится численный расчет в случае некогерентного изменения вектора намагниченности в свободном слое.

В работе исследуется ГМР сопротивление спин-туннельной магниторезистивной (СТМР) наноструктуры следующей конфигурации: Ta(10 нм)/CoFe(2 нм)/CoFeB(3 нм)/ MgO(3,5 нм)/CoFeB(3 нм)/Ru(0,85 нм)/CoFe(2 нм)/FeMn(10 нм)/Ta(10 нм). Данный СТМР элемент содержит так называемую синтетическую антиферромагнитную структуру, состоящую из двух противоположно намагниченных слоев (CoFe и CoFeB), связанных косвенным антиферромагнитным взаимодействием через слой рутения (Ru). Это позволяет исключить (или существенно уменьшить) влияние магнитостатического поля фиксирующего магнитного слоя на свободный слой СТМР элемента.

Нанослои СТМР элемента имеют форму шестиугольников с углами 90° и 135°. Длина и ширина полоски равны соответственно a = 18 мкм и b =5 мкм (рис. 1). Ось обменной (однонаправленной) анизотропии (ООА) между антиферромагнитным слоем (FeMn) и ферромагнитным слоем (CoFe) и ось легкого намагничивания (ОЛН) свободного слоя CoFeB направлены вдоль большей стороны a шестиугольника. Вдоль ОЛН прикладывается внешнее магнитное поле $\vec{H}$, которое изменяет ориентацию вектора намагниченности $\vec{M}$ свободного слоя, в результате чего возникает неоднородное распределение намагниченности.

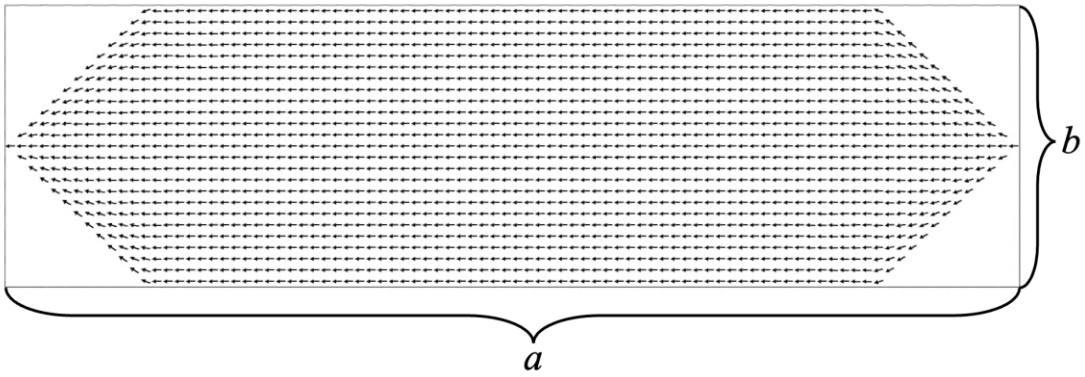


Рис. 1. Неоднородное распределение намагниченности в свободном слое при H = 0.

Микромагнитное моделирование процессов перемагничивания в свободном слое спин-туннельного элемента производилось при помощи программного пакета OOMMF [5], который широко используется в мире для решения аналогичных задач. Основной проблемой подобных расчетов является то, что для исследуемого образца, размеры которого существенно превосходят 1 мкм, требуется огромное количество вычислительных ресурсов. Для оценки размера ячейки при решении дискретного набора уравнений Ландау – Лифшица – Гильберта обычно используется параметр обменной длины [6]. Для исследуемого образца константа обменного взаимодействия $A = 10^{-6}$ эрг/см, намагниченность насыщения M_s = 800 Гс, тогда:

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{A}{2\pi M_s^2}} \approx 5 \text{ нм}.$$

В пределах l_{ex} распределение намагниченности будет практически однородным, следовательно размер ячейки при численном решении уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта следует выбрать порядка 5 нм. Однако для исследуемого образца такой выбор размера ячейки приводит к тому, что количество ячеек $\approx 3 \cdot 10^6$. Расчет полной петли перемагничивания во внешнем магнитном поле в таком случае с использованием персонального компьютера занимает огромное время и не представляется возможным.

Тем не менее, для данного размера ячейки 5 нм удалость провести расчет установившегося распределения намагниченности при отключения внешнего магнитного поля, начальное значение которого равнялось 300 Э и было направлено воль оси ОЛН. Результаты расчетов показывает, что в таком случае не происходит возникновение сложных доменных структур, а распределение намагниченности близко к однородному, за исключением относительно небольших областей вблизи углов (рис. 1).

Как было сказано выше, расчет процесса перемагничивания во внешнем магнитном поле практически невозможен при размере ячейки 5 нм на персональном компьютере, поэтому для проведения расчетов размер ячейки был увеличен до 100 нм, 50 нм и 20 нм (в последнем случае время вычислений составило более суток). Результаты, показывающие зависимость относительного изменения сопротивления ГМР-элемента от внешнего магнитного поля в относительных единицах показано на рис. 2.

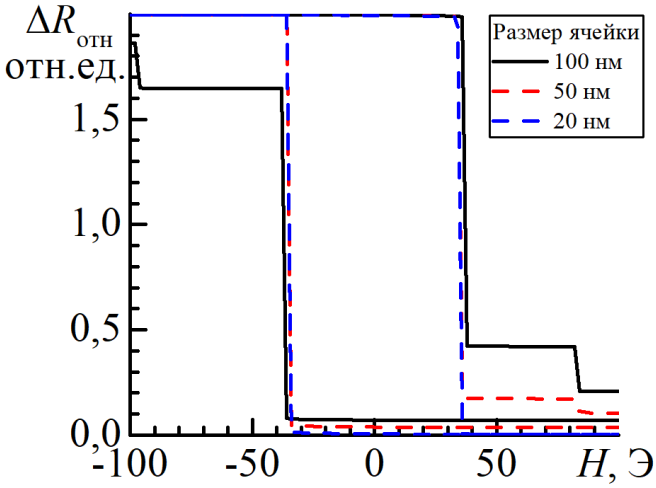


Рис. 2. Зависимости относительного изменения ГМР сопротивления $\Delta R_{отн}$ СТМР элемента от величины внешнего магнитного поля H для различных размеров ячейки: 100 нм, 50 нм, и 20 нм.

Обратим внимание на тот факт, что при размере ячейки 100 нм график имеет ступенчатый вид. Это обусловлено тем, что процесс перемагничивания не является когерентным. В случае размера ячейки 100 нм при поле $H = 50$ Э в расчетах возникают полосовые области с противоположным направлением намагниченности (домены, рис. 3). Однако при более мелких размерах ячейки 50 нм и 20 нм такая «ступенчатость» постепенно пропадает, и график имеет прямоугольный вид.

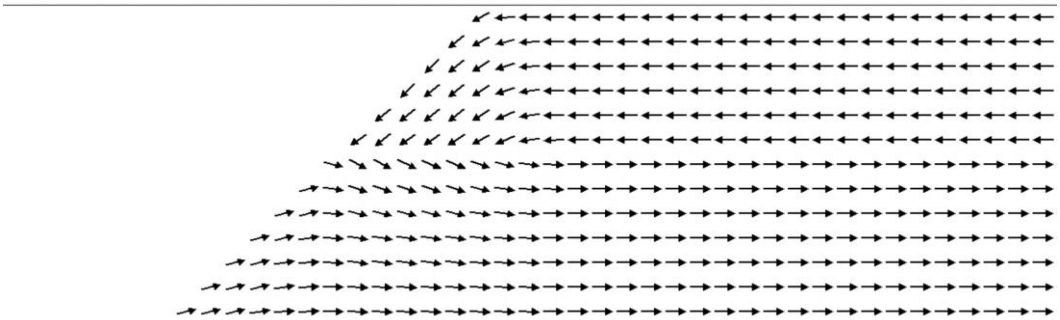


Рис. 3. Неоднородное распределение намагниченности вблизи тупого угла с образованием полосового домена в свободном слое при H = 50 Э. Размер ячейки 100 нм.

Отметим, что величина ячейки 100 нм сильно превышает обменную длину l_{ex} = 5 нм. По всей видимости, возникновение неоднородностей в виде полосовых доменов связано с неверным учетом энергии обменного взаимодействия, обусловленным слишком большим размером ячейки. Было проведено сравнение величины полной энергии обменного взаимодействия E_{ex} по всему объему исследуемой пленки в случае нулевого внешнего магнитного поля $H = 0$ при разных размерах ячейки. При размере ячейки 5 нм энергия $E_{ex} = 9{,}8 \cdot 10^{-12}$ эрг, а при размере ячейки 50 нм $E_{ex} = 4{,}2 \cdot 10^{-12}$ эрг, что более чем в 2 раза меньше. Это говорит о том, что при больших размерах ячейки учет энергии обменного взаимодействия происходит неверно.

Таким образом можно сделать вывод о том, что возникновение полосовых доменов при расчете перемагничивания элемента скорее всего является вычислительным дефектом, связанным с неверным учетом вклада обменного взаимодействия в эффективное поле. Однако исключить вероятность возникновения сложных доменных структур нельзя, так как вычисления с размером ячейки l_{ex} = 5 нм невозможны на персональном компьютере. Тем не менее, учет занижения энергии обменного взаимодействия при больших размерах ячейки может быть использован для проведения более быстрых и эффективных численных расчетов с увеличенной эффективной константой обменного взаимодействия для случаев, когда в образце заведомо не возникают сложные микромагнитные структуры.

Список использованной литературы:

1. Scheike T., Xiang Q., Wen Z. et al. Exceeding 400% tunnel magnetoresistance at room temperature in epitaxial Fe/MgO/Fe(001) spin-valve-type magnetic tunnel junctions / Applied Physics Letters. 2021. Vol. 118. Iss. 4. P. 042411.

2. Limeira V.P.C., Nagamine L.C.C.M., Geshev J. et al. Misaligned anisotropies in spin-valve films studied through magnetoresistance and magnetization measurements / Journal of Physics: Condensed Matter. 2019. Vol. 31, No. 26. P. 265802.

3. Luong V.S., Nguyena A.T., Hoang Q.K. et al. Magnetoresistive performances in exchange-biased spin valves and their roles in low-field magnetic sensing applications / Journal of Science: Advanced Materials and Devices. 2018. Vol. 3, Iss. 4. P. 399-405.

4. Stoner E.C., Wohlfarth E.P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. Philosophical Transactions of the Royal Society A. 1948. Vol. 240. Iss. 826. P. 599-642.

5. The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF). https://math.nist.gov/oommf/

6. Dubovica M.N., Zverev V.V., Filippov B.N. Nonlinear Rearrangement of the Structure of Domain Walls in a Thin Magnetic Film with a Uniaxial In-Plane Anisotropy / The Physics of Metals and Metallography. 2014. Vol. 115, No. 11, P. 1160-1177.

УДК 537.622

Кристаллическая структура и магнитные свойства тонких пленок Co/Pd

Калентьева И.Л.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Дорохин М.В.

д.ф.-м.н., заведующий лабораторией, Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Здоровейщев А.В.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Татарский Д.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики микроструктур РАН

Темирязева М.П.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию тонких многослойных ферромагнитных пленок вида* $[Co(0.3\times t$ *нм)/Pd(*$0.5\times t$ *нм)]*$_{10}$*. Методами рентгеноструктурного анализа ипросвечивающей электронной микроскопии было показано, что полученные пленки представляют собой сильноперемешанные сплавы с модуляцией состава. Зафиксировано возникновение различныхтопологических магнитных состояний: скирмионы, 360°-доменные стенки и скирмониумы, а также комбинация двух последних. Обнаружено, что тип и плотность микромагнитных особенностей сильно зависят от настроечного коэффициента t.*

Ключевые слова: *магнитные пленки и многослойные структуры, микромагнитная структура, скирмионы, скирмониумы*

Crystal structure and magnetic properties of thin Co/Pd films

Kalentyeva I.L.

Ph.D., researcher, Scientific Research Institute of Physics and Technology, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Dorokhin M.V.

Dr. Sc., head of laboratory, Scientific Research Institute of Physics and Technology, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Zdoroveyshchev A.V.

Ph.D., senior researcher, Scientific Research Institute of Physics and Technology, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Tatarskiy D.A.

Ph.D., senior researcher, Institute for Physics of Microstructures RAS

Temiryazeva M.P.

Ph.D., leading researcher, Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Fryazino Branch) RAS

Annotation. *The work is devoted to the study of thin multilayer ferromagnetic films of the type [Co(0.3×t nm)/Pd(0.5×t nm)]10. Using X-ray diffraction analysis and transmission electron microscopy, it was shown that the resulting films are highly mixed alloys with composition modulation. The emergence of various topological magnetic states has been recorded: skyrmions, 360°-domain walls and skyrmions, as well as a combination of the latter two. It was found that the type and density of micromagnetic features strongly depend on the tuning coefficient t.*

Keywords: *magnetic films and multilayers, micromagnetic structure, skyrmions, skyrmioniums*

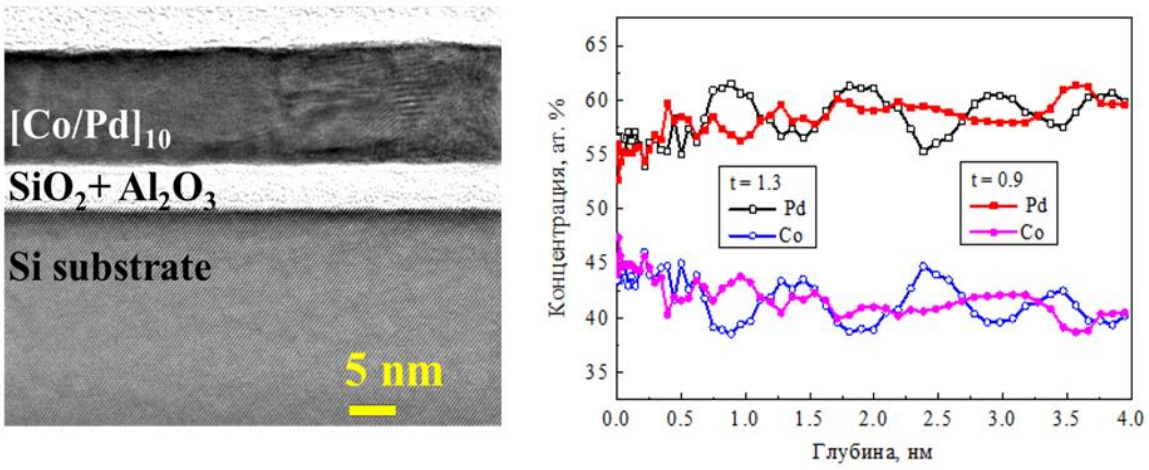
Формирование топологических магнитных состояний в тонких многослойных пленках ферромагнетик/тяжелый металл и сплавах с перпендикулярной магнитной анизотропией представляет повышенный интерес для следующего поколения магнитной памяти, логических интегральных схем и датчиков. Важным фактором, определяющим возможность практического применения таких материалов, является формирование устойчивых при комнатной температуре магнитных состояний, таких как доменные стенки или скирмионы с пространственными размерами нанометрового масштаба. Хорошим примером таких материалов являются тонкие пленки Co/Pd, которые демонстрируют сильное взаимодействие Дзялошинского-Мория (ВДМ).

Исследованные образцы представляли собой тонкие пленки Co/Pd, полученные методом электронно-лучевого испарения при 300 °C. В качестве подложек использовались Si, GaAs и мембраны Si_3N_4. Диэлектрический слой Al_2O_3 толщиной 2 нм служил диффузионным барьером. Для формирования пленки поочередно наносились слои Pd (0,5×t нм) и Co (0,3×t нм) с десятикратным повтором [1]. Точное значение толщины задавалось настроечным коэффициентом t, который варьировался от 0,9 до 1,3. Выбор толщин слоев и значений t был основан на наших более ранних результатах, посвященных многослойным пленкам Co/Pt и Co/Pd [1,2].

Намагниченность $M(H)$ измерялась с использованием магнитометра с переменным градиентом поля. Кристаллическая структура пленок была исследована методами рентгеновской дифракции и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Для диагностики магнитных свойств предоставленных образцов использовались магнитно-силовая микроскопия (МСМ) и лоренцевая просвечивающая электронная микроскопия (Л-ПЭМ) на микроскопе CarlZeiss LIBRA 200 MC. Проведены оценки величины энергии взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ) с использованием Мандельштам-бриллюэновской спектроскопии.

На рис. 1а представлено ПЭМ-изображение структуры с наибольшим настроечным коэффициентом t = 1,3, выращенной на подложке Si. Видно, что подложка Si имеет атомно-упорядоченные слои, что позволяет подтвердить высокое разрешение ПЭМ. Исследуемая пленка представляет собой последовательность неразделенных слоев Co и Pd, контраст между разными слоями неразрешим. Пленка содержит как поликристаллические области, так и области, которые можно интерпретировать как аморфные. Перекрытие разориентированных кристаллических блоков приводит к появлению муарового контраста.

На рис. 1б приведены профили концентрации элементов, полученные с помощью метода РФЭС для образцов с самым высоким и самым низким настроечным коэффициентами. На рисунке видно четкую периодичность концентрации Co и Pd, при этом период образца с t = 1,3 примерно в 1,5 раза больше периода образца с t = 0,9. Амплитуда модуляции не превышает 5 %, что свидетельствует о высокой степени перемешивания слоев. При этом на спектрах рентгеновской дифракции всех исследованных образцов наблюдается доминирующий широкий пик, который можно интерпретировать как сплав Co-Pd неоднородного состава.



а) б)

Рис. 1. (а) (б) Зависимость концентраций Co и Pd от расстояния от поверхности образца, полученная методом РФЭС.

Магнитополевые зависимости намагниченности всех исследуемых пленок имеют форму петли гистерезиса, при этом для всех образцов значение намагниченности насыщения равно значению остаточной намагниченности, из чего следует, что ось легкого намагничивания расположена перпендикулярно плоскости образца.

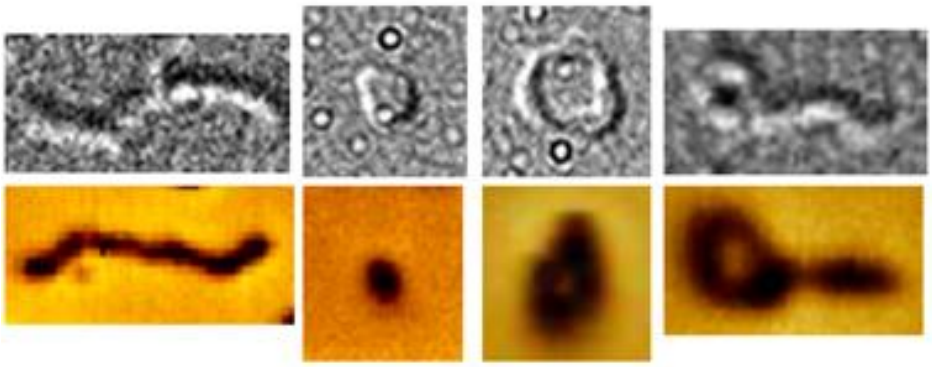
МСМ-изображение ненамагниченного образца, имеет лабиринтную доменную структуру, типичную для многослойных пленок типа ферромагнетик/тяжелый металл. При приложении магнитного поля кантилевера или внешнего источника доменная структура трансформируется. Мы полагаем, что величина внешнего поля насыщения в методе Л-ПЭМ сравнима с магнитным полем кантилевера, используемого для МСМ. Поэтому эволюция микромагнитной структуры при намагничивании данными методами аналогична, что позволило более уверенно интерпретировать микромагнитные артефакты.

При намагничивании МСМ-изображение трансформируется в набор микромагнитных артефактов различной формы и размера, тип и плотность которых сильно зависят от коэффициента t. Наличие данных артефактов дополнительно подтверждается путем сравнения МСМ-изображений с изображениями Л-ПЭМ, полученных при наклоне 30º относительно нормали. Намагничивание почти до насыщения в поле 790 Э также приводит к значительной эволюции микромагнитной структуры: появлению микромагнитных артефактов, часть из которых сохраняется после уменьшения магнитного поля от насыщения до нуля.

Рассмотрим подробнее каждый тип из обнаруженных артефактов. Первым является магнитный домен круглой формы размером ~ 200 нм, который обычно интерпретируется как скирмион (рис.3а). Наибольшая плотность скирмионов выявлена в образце с t = 1,3 (рис. 2б). С уменьшением величины t до 1,2 микромагнитная картина изменяется и, помимо скирмионов,

обнаруживается наличие 360°-доменных стенок (рис. 2а). Длина и плотность доменных стенок зависят от величины коэффициента t.

В образцах с наименьшими значениями t = 1 и 0,9 можно обнаружить еще два типа артефактов. Первые визуализируются как замкнутое кольцо с внешним диаметром ≥ 1 мкм (рис. 2в). Их можно интерпретировать как скирмиониумы, представляющие собой комбинацию двух скирмионов с противоположным топологическим зарядом. Скирмиониум является многообещающей топологической спиновой структурой для манипуляции намагниченностью, управляемой током, что обусловлено нулевым топологическим зарядом. Наконец, может быть выявлена комбинация артефакта 360°-доменной стенки и скирмиониума (рис. 2г).



а) б) в) г)

Рис. 2. Различные топологические магнитные состояния, обнаруженные в исследованных образцах: (а) 360°-доменная стенка, (б) скирмион,(в) скирмиониум, (г) комбинация 360°-доменной стенки и скирмиониума.

Установлено, что константа ВДМ немонотонно зависит от коэффициента t: наибольшее значение (0.86 ± 0.09 мДж/м^2) достигается для образца с почти наименьшим значением t=1 и, следовательно, с более высоким перемешиванием слоев. Немонотонная зависимость может свидетельствовать о различном вкладе объемного и межфазного ВДМ для разных пленок. Следует отметить, что наибольшее значение константы ВДМ характерно для образца с наибольшим разнообразием микромагнитных топологических состояний.

Работа выполнена при поддержке РНФ № 21-79-20186.

Список использованных источников:

1. M.V. Dorokhin. Manipulation of micromagnetic structure of thin Co/Pt multilayer films by precise variation of Co and Pt thicknesses // Journal of Alloys and Compounds. – 2022. – № 926. – P. 166956.

2. А.В. Здоровейщев. Микромагнитные и магнитооптические свойства пленочных структур вида ферромагнетик/тяжелый металл // Физика твердого тела. – 2019. – № 61. –С. 1628–1633.

УДК 539.216

Магнетизм плёнок типа R-Co (R=Gd,Tb) с высокой концентрацией редкоземельных элементов

Васьковский В.О.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой, Институт естественных наук и математики УрФУ,

Кудюков Е.В.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Институт естественных наук и математики УрФУ,

Горьковенко А.Н.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Институт естественных наук и математики УрФУ,

Низаев А.Н.

лаборант-исследователь, Институт естественных наук и математики УрФУ,

Свалов А.В.

д.-ф.м.н., старший научный сотрудник, Институт естественных наук и математики УрФУ,

Лепаловский В.Н.

к.-ф.м.н., старший научный сотрудник, Институт естественных наук и математики УрФУ,

Аннотация. *В работе представлены результаты исследования магнитных свойств плёнок типа R-Co (R=Gd, Tb), содержащих до 50 ат. % кобальта. Установлено, что в области температур магнитного упорядочения им свойственно асперомагнитное состояние, важную роль в формировании которого играет дисперсия обменной связи между ионами редкоземельных элементов.*

Ключевые слова: *плёнки, редкоземельные элементы, структура, асперомагнетизм*

Magnetism of R-Co type films (R=Gd,Tb) with a high concentration of rare earth elements

Vas'kovskiy V.O.

Dr. Sc., professor, Head of the Department, Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

Kudyukov E.V.

Ph.D, Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

Gorkovenko A.N.

Ph.D., Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

Nizaev A.N.

Assistant researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

Svalov A.V.

Dr. Sc., Senior researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

Lepalovskij V.N.

Ph.D., Senior researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

Annotation. *The paper presents the results of a study of the magnetic properties of films of the R-Co type (R=Gd, Tb) containing up to 50 at. % cobalt. It has been established that in the field of magnetic ordering temperatures, they are characterized by an asperomagnetic state, an important role in the formation of which is played by the dispersion of the exchange coupling between ions of rare earth elements.*

Keywords: *films, rare earth elements, structure, asperomagnetism*

Плёнки сплавов редкоземельных элементов (R) с металлами группы железа (T) находятся в поле зрения исследователей уже несколько десятилетий [1]. В большой мере это связано с уникальной возможностью реализации в них аморфного состояния и, соответственно, непрерывного ряда твёрдых растворов элементов, несущих локализованный и коллективизированный типы магнетизма. Естественным образом основное внимание большого количества соответствующих работ сосредоточено на R-T композициях с высоким содержанием T-элементов, которые обладают магнитным упорядочением в области температур, включающих комнатную температуру. Однако в последние годы интерес к R-T плёнкам возник и в связи с развитием кирального магнетизма, реализующегося в рамках неколлинерных магнитных структур, которыми богаты сами редкоземельные элементы и которые, вероятно, могут транслироваться в R-T твёрдые растворы [2]. Таким образом, встаёт задача более детального изучения магнетизма R-T плёнок с высоким содержанием R компонентов. В рамках её решения данная работа выполнена на плёнках $Gd_{100-x}Co_x$ и $Tb_{100-x}Co_x$ ($0 \le x \le 50$) и посвящена сравнительному изучению магнитных свойств бинарных систем, содержащих R элементы с разной конфигурацией 4f электронной подоболочки.

Эксперимент выполнен на плёнках, полученных методом магнетронного распыления в атмосфере аргона на установке AJA Orion-8 в режиме сораспыления однокомпонентных мишеней. Толщина плёнок составляла 100 нм. Все они имели защитное покрытие в форме поверхностного слоя Ta толщиной 5 нм. Состав образцов варьировался путём изменения соотношения скоростей осаждения разных металлов и контролировался рентгенофлуоресцентным анализатором Nanohunter. Аттестация структурного состояния выполнена на рентгеновском дифрактометре PANalytical Empyrean. Информация о магнитных свойствах получена с помощью опции VSM на измерительном комплексе PPMS DynaCool.

На рис.1,a для примера представлены дифрактограммы плёнок $Tb_{100-x}Co_x$ нескольких составов. Их анализ показывает, что образцам чистого Tb свойственно нанокристаллическое состояние, а введение Co ведёт к повышению дисперсности структуры и в конечном счёте к аморфизации бинарной системы. Аналогичным образом изменяется структурное состояние плёнок Gd-Co. Указанные особенности структуры отражаются и на магнетизме R-Co плёнок. В частности, при отсутствии Co плёнки имеют меньшую температуру Кюри T_C по сравнению с массивным состоянием соответствующих редкоземельных элементов. Это иллюстрируется температурными зависимостями спонтанной намагниченности для чистых плёнок Gd и Tb (рис.1,b). Но более примечательным фактом является тенденция к снижению T_C в области относительно низких концентраций Co ($x<20$). То и другое, по-видимому, является следствием обменной фрустрированности в системе магнитных моментов редкоземельных ионов, которая нарастает при аморфизации. В плёнках с $x>20$ тенденция меняется, и имеет место рост T_C, что можно связать с возрастанием поляризующего действия кобальтовой подсистемы.

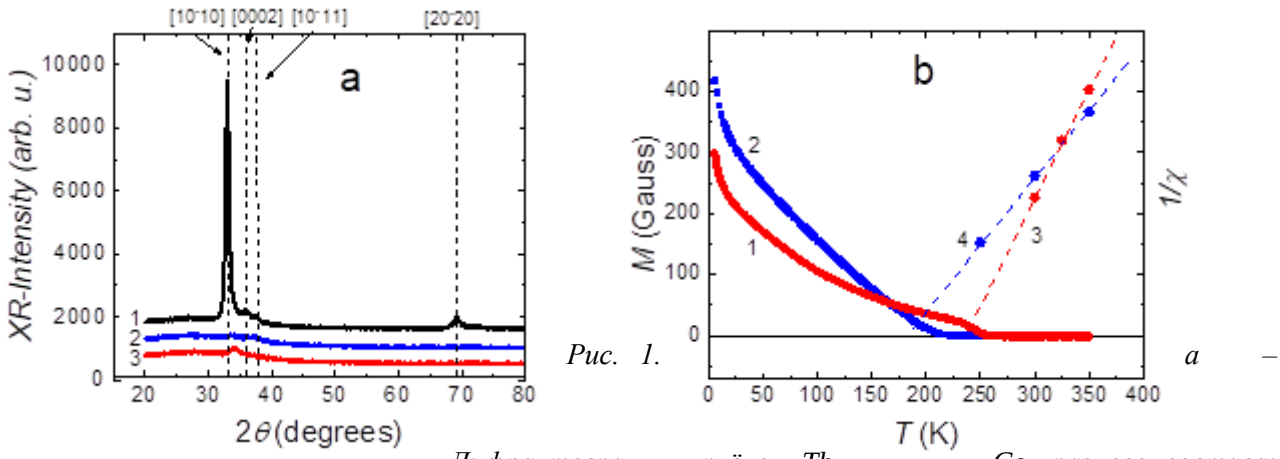


Рис. 1. a – Дифрактограммы плёнок $Tb_{100-x}Co_x$ разного состава: кривая 1 – 0; кривая 2 – 10; кривая 3 – 20 ат.% Co.

b – Температурные зависимости спонтанной намагниченности, измеренные в магнитном поле напряжённостью 100 Э, (кривые 1,2) и обратной магнитной восприимчивости (кривые 3,4) для плёнок Gd (кривые 1,3) и Tb (кривые 2,4).

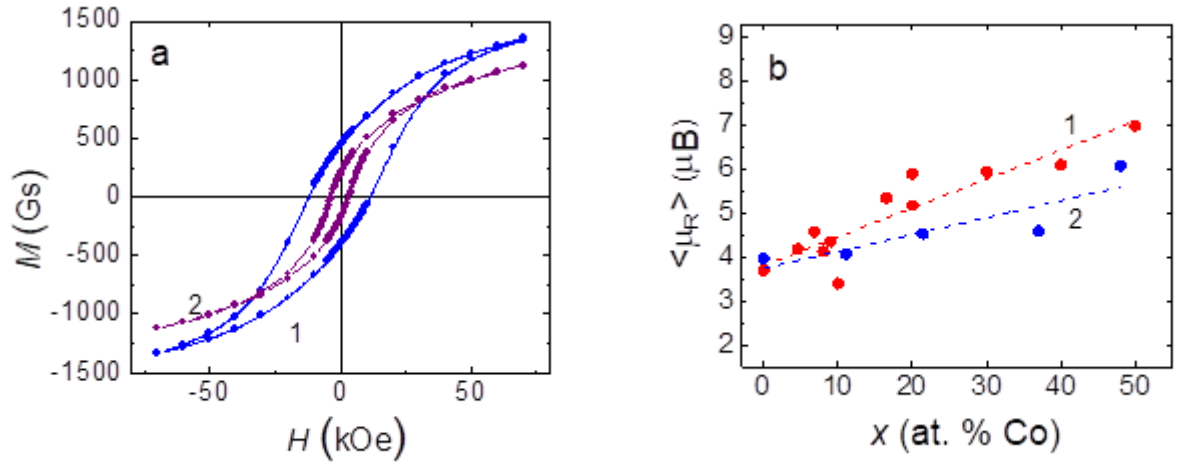


Рис.2. a – Петли гистерезиса плёнки Tb, измеренные при разных температурах: кривая 1 – 5; кривая 2 – 100 К.

b – Концентрационные зависимости среднего магнитного момента, приходящегося на атом разных редкоземельных элементов при температуре 5 К: кривая 1 – Gd; кривая 2 – Tb.

На рис.2,a показаны петли гистерезиса плёнок Tb, измеренные при разных температурах в области магнитного упорядочения. Их характерными особенностями являются высокая коэрцитивная сила, низкая остаточная намагниченность и относительно небольшая намагниченность, достигающаяся в магнитном поле напряжённостью 70 кЭ. Обычно всё это связывают с дисперсией локальных осей магнитной анизотропии, которую при наличии некоторого структурного беспорядка задают ионы Tb, обладающие большим орбитальным моментом [3]. Однако подобные результаты в части максимальной и остаточной намагниченностей получены и для плёнок Gd, который не имеет орбитального момента. Более наглядно подобие закономерностей формирования спонтанной намагниченности в плёнках, содержащих разные R, можно проследить на примере концентрационных зависимостей среднего магнитного момента $<\mu_R>$, приходящегося на редкоземельный ион при 5 К (рис.2,b).

При этом для расчёта $<\mu_R>$ использовались величины магнитного момента образцов, полученные путём линейной экстраполяции высокополевых участков петель гистерезиса на нулевое магнитное поле. Из рис. 2b можно заключить, что вне зависимости от уровня магнитной анизотропии редкоземельных ионов в плёнках Gd и Tb $<\mu_R>$ практически вдвое меньше номинальных значений магнитных моментов этих атомов (7 μ_B и 9,3 μ_B соответственно). Отметим, что очень близкие значения атомных магнитных моментов получены нами из температурных зависимостей обратной магнитной восприимчивости $1/\chi$ в парамагнитной области (см. рис.1b). В совокупности приведённые результаты позволяют заключить, что в плёнках и Gd и Tb присутствует выраженный асперомагшнетизм, а его причиной является не столько дисперсия локальных осей анизотропии, сколько пространственные флуктуации параметров обмена. Они могут образовываться в рамках механизма РККИ при наличии структурной неоднородности свойственной R-T плёнкам.

Рис.2b также демонстрирует увеличение $<\mu_R>$ при повышении содержания Co в плёнках обеих систем. Фактически это свидетельствует об уменьшении угла раствора конуса магнитных моментов в составе асперомагнитной структуры. В рассматриваемой области составов Co не даёт прямого вклада в спонтанную намагниченность. Однако он в силу гибридизации электронных структур, по-видимому, способствует более эффективной поляризации магнитных моментов R ионов. В плёнках Gd-Co это приводит к более резкому изменению $<\mu_R>$, чем в плёнках Tb-Co. Естественно полагать, что в последнем случае свою стабилизирующую роль сыграла высокая магнитная анизотропия ионов Tb, которая из-за случайной ориентации локальных осей легкого намагничивания способствует поддержанию асперомагнитного состояния.

Авторы выражают благодарность Е.А. Кравцову и М.Е. Москалеву за помощь в структурной аттестации плёнок. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект №24-22-00173.

Список использованных источников:

1. Taylor R.C. and Gangulee A. Magnetization and magnetic anisotropy in evaporated GdCo amorphous films // J. Appl. Phys.-1976.–V. 47, N. 10.–P. 4666-4668

2. Антропов Н.О., Кравцов Е.А., Хайдуков Ю.Н., Рябухина М.В., Проглядо В.В., Вешке О., Устинов В.В. Когерентная веерная магнитная структура в сверхрешетках Dy/Gd // Письма в ЖЭТФ. – 2018. – № 108. – С. 361.

3. Uchiyama S. Magnetic properties of rare earth-cobalt amorphous films // Materials Chemistry and Physics.– 1995.–V. 42.–P. 38-443.

УДК 537.31, 537.635

Влияние концентрации металлического сплава на проводимость и параметры ФМР композитных плёнок (CoFeB+SiO_2) и (CoTaNb+MgO)

Котов Л.Н.
Д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Уткин А.А.
Старший преподаватель кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Гаврилюк С.И.
Аспирант кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Ковалёв П.Д.
Магистр кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Заварин П.Д.
Магистр кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Калинин Ю.Е.
Д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,
Воронежский государственный технический университет

Ситников А.В.
Д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,
Воронежский государственный технический университет

Аннотация. *Данное исследование посвящено изучению влияния концентрации металлических сплавов на проводимость и параметры ферромагнитного резонанса (ФМР) в металл-диэлектрических композитных плёнках* (CoFeB+SiO_2) и (CoTaNb+MgO) *при комнатной температуре. Анализ проведённых исследований показал, что рост концентрации металлического сплава x в плёнках приводит к уменьшению удельного сопротивления, резонансного поля и ширины линии ФМР. Ширина линии ФМР, как и удельное сопротивление в зависимости от концентрации x может иметь осцилляционный характер, что возможно связано со структурными изменениями в плёнках при их напылении. Полученные результаты представляют интерес для разработки новых функциональных материалов с улучшенными свойствами для различных технологических приложений.*

Ключевые слова: *электрическое сопротивление, параметры ферромагнитного резонанса, композитные металл-диэлектрические плёнки, концентрация металлического сплава*

Influence of metal alloy concentration on conductivity and FMR parameters of composite films (CoFeB+SiO_2) and (CoTaNb+MgO)

Kotov L.N.

Dr. Sc., Professor, Head. Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Utkin A.A.
Senior Lecturer at the Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Gavrilyuk S.I.
Aspirant of the Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Kovalev P.D.
Master of the Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Zavarin P.D.
Master of the Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Kalinin Yu.E.
Dr. Sc., Professor, Professor of the Department of Solid State Electronics,
Voronezh State Technical University

Sitnikov A.V.
Dr. Sc., Professor, Professor of the Department of Solid State Electronics,
Voronezh State Technical University

Annotation. *This study is devoted to studying the effect of metal alloy concentration on conductivity and ferromagnetic resonance (FMR) parameters in metal-dielectric composite films (CoFeB+SiO2) and (CoTaNb+MgO) at room temperature. An analysis of the studies has shown that an increase in the concentration of the metal alloy x in the films leads to a decrease in the resistivity, resonance field and FMR linewidth. The width of the FMR line, as well as the resistivity, depending on the concentration x, can have an oscillatory character, which may be associated with structural changes in the films during deposition. The results obtained are of interest for the development of new functional materials with improved properties for various technological applications.*

Key words: *electrical resistance, ferromagnetic resonance parameters, composite metal-dielectric films, metal alloy concentration*

Исследование влияния концентрации металлического сплава на проводимость и параметры ферромагнитного резонанса (ФМР) в металл-диэлектрических композитных плёнках является актуальной задачей в области материаловедения и физики конденсированного состояния [1-3]. Этот вопрос становится все более значимым в контексте развития современных технологий, таких как микроэлектроника, нанотехнологии и специализированные функциональные покрытия. Металл-диэлектрические композитные плёнки представляют собой уникальный класс материалов, объединяющих в себе свойства металлов и диэлектриков. Их свойства и поведение определяются как химическим составом, так и структурой на микро- и наномасштабах [4]. Важно понимать, как изменение концентрации металлического сплава в таких плёнках влияет на их электрические и магнитные характеристики, включая проводимость и параметры ФМР. В данной работе исследованы проводящие и ФМР свойства плёнок (CoFeB+SiO_2) и (CoTaNb+MgO) от концентрации металлического сплава *x* при температуре 300 K.

Напыление плёнок осуществлялось на лавсановый лист с размерами 210×295 мм^2 методом ионной бомбардировки мишеней из металлического сплавов CoFeB, CoTaNb и

диэлектриков SiO_2, MgO [1,2]. Измерения концентрации металлического сплава композитных плёнок проводились на сканирующем электронном микроскопе TESCAN MIRA3 LMH. Измерения электрического сопротивления плёнок проводились четырехзондовым методом при помощи мегаомметра Е6-24. ФМР характеристики плёнок были получены на основе анализа магнитных резонансных линий, полученных с использованием радиоспектрометра РЭ 1306 [2]. Во время эксперимента, постоянное и переменное магнитное поле с частотой 9.4 ГГц, лежали в плоскости плёнки и были взаимно перпендикулярно друг к другу [2].

Были построены зависимости удельного сопротивления от концентрации металлического сплава *x* в плёнках с составами ($CoFeB+SiO_2$) и (CoTaNb+MgO) (рис. 1). Как и ожидалось для плёнок с разными металлами и диэлектриками наблюдается монотонный спад удельного сопротивления с ростом концентрации металлического сплава *x*. Для обеих серий плёнок наблюдается линейная зависимость удельного сопротивления до концентрации металлического сплава x =0.70. На примере плёнки ($CoFeB+SiO_2$) видно, что при концентрации металлического сплава выше x =0.70 проводимость выходит на плато. На рис. 2 приведены графики зависимостей положения линии ФМР или резонансного поля H_0 и ширины линии ФМР ΔH от концентрации металлического сплава *x*. При увеличении концентрации металлического сплава *x* видно, что значение резонансного поля уменьшается. Это изменение может быть связано с изменением среднего размагничивающего фактора металлических гранул, форма которых эволюционирует от слабо вытянутой к сильно сплюснутой. Кроме того, увеличение атомной доли металлического сплава, начиная с $x = 0.50$, приводит к упорядочиванию структуры. Это происходит за счет образования крупных агрегатов путем слияния мелких гранул (или частиц), что в свою очередь снижает вклад случайных полей размагничивания в ширину линии ферромагнитного резонанса.

(*а*) (*б*)

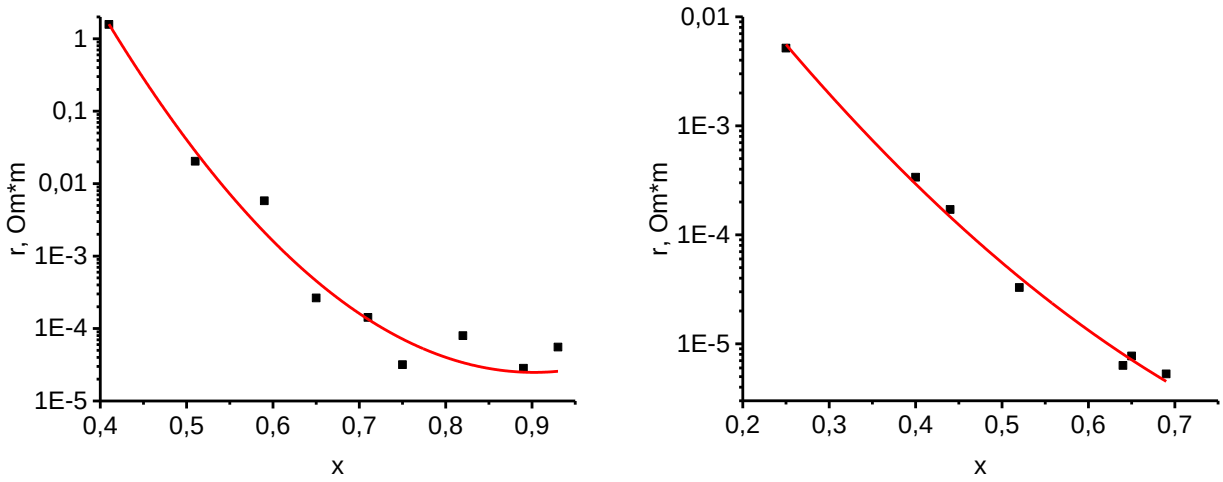


Рис. 1. Зависимости удельного сопротивления плёнок ($CoFeB+SiO_2$) (а) и плёнок (CoTaNb+MgO) (б) от концентрации металлического сплава в них.

(*а*) (*б*)

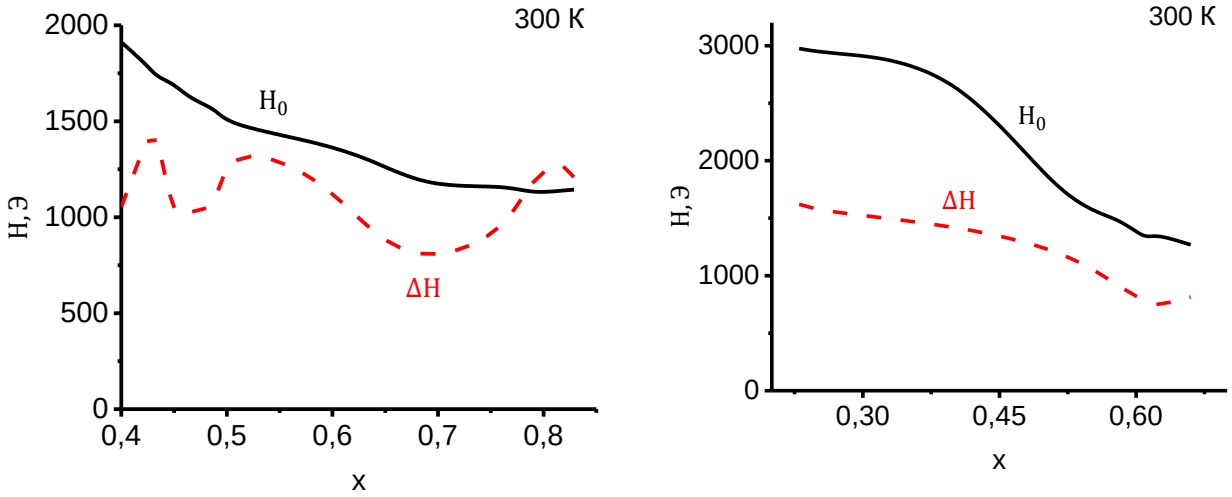


Рис. 2. Зависимость ширины линии ΔH и резонансного поля ФМР H_0 от концентрации металлического сплава x: (а) - (CoFeB+SiO2), (б) - (CoTaNb+MgO).

Таким образом, в данном исследовании было изучено влияние концентрации металлических сплавов CoFeB, CoTaNb на проводимость и параметры ФМР металл-диэлектрических композитных пленок (CoFeB+SiO_2) и (CoTaNb+MgO) при температуре 300 K. Анализ проведённых исследований показал, что рост концентрации металлического сплава в плёнках приводит к уменьшению приводит к уменьшению удельного сопротивления, резонансного поля и ширины линии ФМР. Ширина линии ФМР, как и удельное сопротивление в зависимости от концентрации x может иметь осцилляционный характер, что возможно связано со структурными изменениями в плёнках при их напылении.

Исследования выполнены за счёт гранта Российского научного фонда, проект № 21-72-20048.

Список использованных источников:

1. Котов Л.Н., Уткин А.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. Магнитные, проводящие и магнитопроводящие свойства композитных плёнок (CoFeB+SiO2+N2) в интервале температур 2-400 К и магнитных полей 0, 1 и 5 Тл // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. Физика». – 2023. – Т. 15, № 4. – С. 85-92.
2. Котов Л.Н., Ласёк М.П., Турков В.К., Холопов Д.М., Власов В.С., Калинин Ю.Е., Ситников А. В. Ферромагнитный резонанс в композитных пленках металл–диэлектрик и металл–углерод // Известия РАН. Серия Физическая, – 2020. – Т. 84, № 9. – С. 1255-1257.
3. Leonid Kotov, Vladimir Vlasov, Pavel Kovalev, Alexander Utkin, Yuri Kalinin, Alexander Sitnikov, Vladimir Ustygov. Ferromagnetic Resonance in Nanocomposite MetalDielectric Films With Different Types of the Structure // 2023 IEEE International Conference on Next Generation Electronics (NEleX 2023). | 979-8-3503-1908-8/23/$31.00 ©2023 IEEE.
4. Kotov L. N., Vlasov V. S., Ustyugov V. A. et al. Relief, magnetic structure and microwave properties of composite films // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2017. – V. 175. Art. No. 012021.

УДК 537.622

Свойства углеродных слоев, легированных атомами железа

Данилов Ю.А.

к.ф.-м.н., в.н.с., Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Ганьшина Е.А.

д.ф.-м.н., профессор, физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Здоровейщев Д.А.

студент, физический факультет ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Кравченко А.С.

студентка, физический факультет ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Крюков Р.Н.

к.ф.-м.н., доцент, физический факультет ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Лесников В.П.

н.с., Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Нежданов А.В.

к.ф.-м.н., доцент, физический факультет ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Аннотация. *В работе изучены структура и свойства углеродных слоев, полученных методом импульсного лазерного нанесения в вакууме и легированных атомами Fe. Сформированы однородно легированные C:Fe слои, а также многослойные периодические структуры C/Fe. Магнитооптические и гальваномагнитные исследования свидетельствуют о ферромагнитных свойствах структур.*

Ключевые слова: *импульсное лазерное нанесение, углеродные слои, легирование железом*

Properties of carbon layers doped with iron atoms

Danilov Yu.A.

Ph.D., leading researcher, Physico-technical research institute, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Gan'shina E.A.

Dr.Sc., professor, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Zdoroveyshchev D.A.

student, Faculty of Physics, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Kravchenko A.S.

student, Faculty of Physics, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Kriukov R.N.

Ph.D., ass. prof., Faculty of Physics, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Lesnikov V.P.

researcher, Physico-technical research institute, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Nezhdanov A.V.

Ph.D., ass. prof., Faculty of Physics, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Annotation. *This work examines the structure and properties of carbon layers obtained by pulsed laser deposition in a vacuum and doped with Fe atoms. Uniformly doped C:Fe layers, as well as multilayer periodic C/Fe structures, were obtained. Magneto-optical and galvanomagnetic studies indicate the ferromagnetic properties of the structures.*

Keywords: *pulsed laser deposition, carbon layers, iron doping*

Углеродные пленки представляют значительный практический интерес. Они могут быть использованы как защитные покрытия различных изделий, а также применяться как материалы в приборах спиновой и оптической электроники. Важной является задача разработки методов нанесения углеродных слоев (С-слоев) на различные поверхности, а также их легирования. Метод импульсного лазерного нанесения (ИЛН) С-слоев, использованный в этом исследовании, представляет альтернативу распространенному методу CVD и, в отличие от него, позволяет наносить углеродные, в т.ч. легированные, наноструктуры непосредственно на поверхность полупроводников и диэлектриков.

Для распыления в вакууме источника атомов углерода – пластины пирографита – использован АИГ:Nd лазер (532 нм), с длительностью импульса 10 нс, частотой повторения 15 Гц и энергией в импульсе 250 мДж. Излучение сфокусировано на мишени в пятно площадью ≈ 1.5 мм^2. Поток образующейся лазерной плазмы попадает на подложку, которая обычно нагревается до T_g=200–500 °C. Скорость нанесения С-слоев ≈0.2 нм/с. Использование дополнительной мишени (металлическое железо) позволяет получить легированные C:Fe слои; содержание примеси зависит от времени распыления компонентов. В качестве подложки использованы пластины Si, а также структуры SiO_2/Si.

Для изучения состава С-слоев использован метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) в сочетании с послойным травлением. Оптические свойства слоев изучены методом комбинационного рассеяния света (КРС), а магнитооптические измерения выполнены методом экваториального эффекта Керра [1]. Гальваномагнитные свойства слоев C:Fe изучены методом измерения эффекта Холла.

Изготовлены и исследованы две серии образцов. Для получения первой серии использовали распыление составной мишени пирографит/Fe, в которой пирографит занимает сектор 90° окружности, описываемой лазерным лучом на мишени. Принимая во внимание низкую скорость распыления Fe (менее 3 нм/с) и скорость вращения мишени ~ 20 об./мин, можно предположить почти однородное легирование растущего С-слоя железом. Величина T_g составляла 500 °C, а время нанесения 13 мин. Обозначение этой серии C:Fe-09-08. Вторая серия образцов представляла собой периодические структуры C/Fe, включающие 5 повторений С(50 с)/Fe(90 с) с покровным С-слоем (50 с). Температура T_g составляла 200 °C (структура C/Fe-10-20) и 400 °C (структура C/Fe-09-13). В качестве контрольной структуры (С-09-23) был выращен нелегированный С-слой при 400 °C в течение 5 мин.

На рис.1 показаны спектры КРС, полученные на установке NTEGRA SPECTRA (NT-MDT) при 300 К в геометрии обратного рассеяния с использованием лазера с длиной волны 473 нм. Нелегированный С-слой (структура С-09-23) имеет в спектре КРС характерные для графеноподобных структур [2] пики D (вблизи волнового числа 1407 см$^{-1}$) и G (~ 1592 см$^{-1}$). Наблюдаются также слившиеся при 2888 см$^{-1}$ линии 2D и D+D'. Плохое разрешение этих пиков, очевидно, связано с недостаточно высокой температурой синтеза С-слоя (400 °С). Исследование спектра позволяет идентифицировать С-слой как пленку, состоящую из графеновых зерен. Расчет по [2] дает число слоев графена ~ 3, а размер зерна ~ 3 нм.

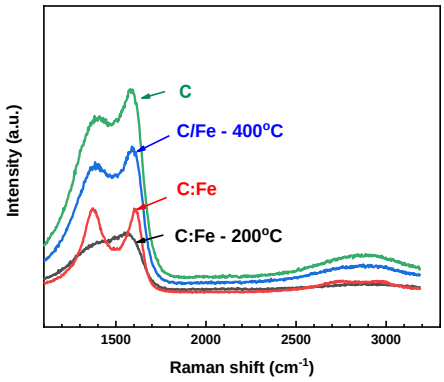


Рис.1 – Спектры КРС для углеродных структур: С–нелегированный С-слой (С-09-23); C:Fe – однородно легированный слой (C:Fe- 09-08) и периодические структуры, выращенные при 200 и 400 °С (C/Fe-10-20 и C/Fe-09-13).

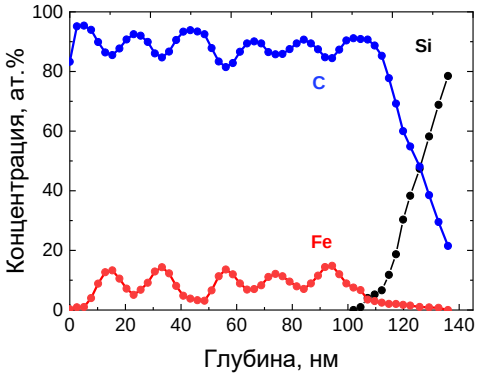


Рис.2. Профили распределений элементов в периодической структуре C/Fe-09-13, полученные методом РФЭС.

Однородно легированный железом С-слой (C:Fe-09-08), выращенный при 500 °С, показывает узкие пики G (1601 см$^{-1}$) и D (1382 см$^{-1}$), а также хорошо разрешимые пики 2D (2754 см$^{-1}$) и D+D' (2976 см$^{-1}$). Для этой структуры расчетное значение числа графеновых слоев в зерне равно 4–5, а размер зерна составляет 7 нм. В то же время снижение T_g до 200 °С привело для периодической структуры C/Fe-10-20 к уширению пиков G и D практически в 2 раза и их значительному перекрытию, что свидетельствует об ухудшении структуры С-слоя . Введение железа при нанесении периодической структуры C/Fe-09-13 при 400 °С не привело к ухудшению структуры по сравнению с нелегированным С-слоем (рис.1).

На рис.2 показаны профили компонентов периодической структуры C/Fe-09-13, нанесенной при 400 °С на Si-подложку. Видна модуляция состава структуры в соответствии с технологическими условиями. Период составляет примерно 20 нм, а концентрация Fe в максимуме в среднем равна ~ 13 ат.%. Отметим, однако, что в минимуме концентрация Fe не подает до 0 (составляет около 5 ат.%), а также до нуля не падает концентрация углерода в минимуме его распределения. Это, по-видимому, свидетельствует о диффузионных процессах при нанесении структуры. Возможен также вклад ионного перемешивания при травлении структуры пучком ионов Ar^+ (1 кэВ). Аналогичный вид имеет профиль элементов в периодической структуре C/Fe, нанесенной при 200° С.

Магнитооптические свойства структур изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ТКЕ — transversal Kerr effect), состоящего в изменении интенсивности линейно-поляризованного света, отраженного от образца при его перемагничивании. Изменения ТКЕ проводились на магнитооптическом спектрометре динамическим методом в

диапазоне энергии квантов света от 0.5 до 3.5 эВ. На рис.3 приведен спектр ТКЕ для образца C:Fe-09-13 (периодическая структура, выращенная при 400 °C).

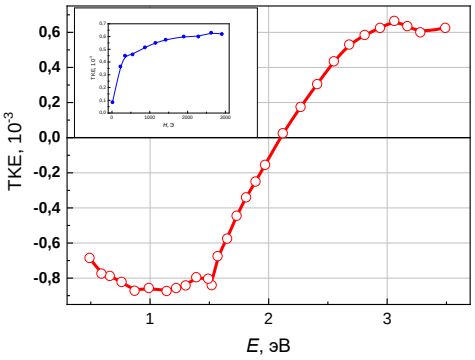


Рис.3. Спектральная и полевая при 3.17 эВ (вставка) зависимости ТКЕ для C:Fe-09-13. Температура = 300 К, поле Н = 3000 Э.

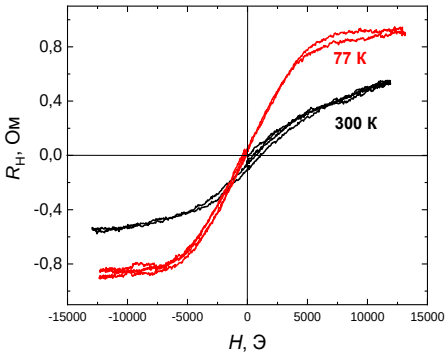


Рис.4. Магнитополевая зависимость R_H для C/Fe-09-13. Магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости образцов.

При энергиях кванта 0.5 – 2 эВ величина ТКЕ – отрицательная, а при E > 2 эВ переходит в положительную область с максимумом около 3 эВ. Вклада от чистого Fe не наблюдается. В целом спектр ТКЕ структуры C:Fe-09-13 подобен спектру системы Co-C [1] при содержании кобальта порядка 55 %. Магнитополевая зависимость ТКЕ для образца C:Fe-09-13 (вставка на рис.3) также подобна зависимости для ферромагнитной системы Co-C. Спектр ТКЕ для структуры C:Fe-09-08, выращенной при 500 °C, подобен приведенному на рис.3. Спектр ТКЕ и магнитополевая зависимость для периодической структуры C/Fe, выращенной при 200 °C, значительно отличается от данных, приведенных на рис.3, наводя на предположение, что при 200 °C растет аморфная, или близкая к аморфной, структура.

На рис.4 приведена магнитополевая зависимость коэффициента Холла для периодической структуры C:Fe-09-13. Видно, что эффект Холла является аномальным, причем выход на линейный участок (на насыщение намагниченности) происходит при полях 7–8 кЭ. Разница в магнитополевых зависимостях ТКЕ (вставка на рис.3) и сопротивления Холла, вероятнее всего, обусловлена отличием в геометрии приложенного магнитного поля (в измерениях ТКЕ поле приложено вдоль поверхности). Намагниченность лежит в плоскости периодической структуры C/Fe и большая напряженность магнитного поля требуется для насыщения в эффекте Холла, а после снятия поля структура возвращается в исходное состояние без гистерезиса. Можем полагать, что легированные железом углеродные структуры, выращенные при температурах 400 – 500 °C являются ферромагнитными. Механизм магнетизма в структурах C/Fe требует дальнейшего исследования в связи с перспективами их применения в системах записи информации.

Список использованных источников:

1. Gan'shina E. et al. Magneto-optical properties of nanocomposites ferromagnetic-carbon // J. Magn. Magn. Mater. – 2019. – V.470. – P.135-138.
2. Ferrari A.C. Raman spectroscopy of graphene and graphite: Disorder, electron-photon coupling, doping and nonadiabatic effects // Sol. St. Comm. – 2007. – V.143, n.1-2. – P.47-57.

УДК 538.955

Влияние подслоя WTe_x на магнитные параметры пленок Pt/Co/MgO

Козлов А.Г.

к.ф.-м. н., Доцент Департамента общей и экспериментальной физики ИНТиПМ ДВФУ

Намсараев Ж.Ж.

Младший научный сотрудник Лаборатории пленочных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Шишелов А.Ф.

Инженер-исследователь Лаборатории пленочных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Кузнецова М.А.

Инженер-исследователь Лаборатории пленочных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Турпак А.А.

Инженер-исследователь Лаборатории пленочных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Приходченко А.В.

Инженер-исследователь Лаборатории пленочных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Огнев А.В.

д.ф.-м. н., Профессор Департамента общей и экспериментальной физики ИНТиПМ ДВФУ

Ванг И

Профессор Лаборатории спиновых квантовых материалов и устройств, Даляньский технологический университет

Аннотация. *Поиск новых топологических материалов и исследование их влияния на магнитные и транспортные свойства магнитных наносистем, является одной из наиболее важных задач современной спинтроники и спинорбитроники. Теллурид вольфрама являясь полуметаллом Вейля II типа, используемый в качестве подслоя в многослойных пленочных системах структурах может стать одним из наиболее интересных материалов для существенного улучшения магнитотранспортных свойств ультратонких магнитных пленок. В частности, за счет особенностей электронной структуры и сильного спин-орбитального взаимодействия, от него ожидается многократное увеличение показателей эффективности передачи спин-орбитального углового момента (spin-orbit torque, SOT-эффект), который является одним из наиболее мощных инструментов для бесполевого управления намагниченностью. В данной работе изучалось влияние подслоя WTe_x на магнитные характеристики тонких поликристаллических пленок Pt/Co/MgO.*

Ключевые слова: *перпендикулярная магнитная анизотропия, спин-орбитальное взаимодействие, токоиндуцированное перемагничивание, полуметалл Вейля*

Effect of WTe_x underlayer on the magnetic parameters of spectra of Pt/Co/MgO thin films

Kozlov A.G.

Ph.D in Physics, Associate Professor of the Department of General and Experimental Physics, Far Eastern Federal University

Namsaraev Zh.

Junior researcher of the Laboratory of thin film technologies, Far Eastern Federal University

Shishelov A.F.

Research Engineer of the Laboratory of thin film technologies, Far Eastern Federal University

Kuznetsova M.A.

Research Engineer of the Laboratory of thin film technologies, Far Eastern Federal University

Turpak A.A.

Research Engineer of the Laboratory of thin film technologies, Far Eastern Federal University

Prikhodchenko A.V.

Research Engineer of the Laboratory of thin film technologies, Far Eastern Federal University

Ognev A.V.

Doctor of Physics, Professor of the Department of General and Experimental Physics, Far Eastern Federal University

Wang Yi

Professor, Laboratory of Spin Quantum Materials and Devices, Dalian University of Technology

Annotation. *The search for new topological materials and the study of their influence on magnetic and transport properties of magnetic nanosystems is one of the most important tasks of modern spintronics and spinorbitronics. Tungsten telluride, being a Weyl type II half-metal used as a underlayer in multilayer film systems, can become one of the most interesting materials for significant improvement of magnetotransport properties of ultrathin magnetic films. Particularly due to the peculiarities of its electronic structure and strong spin-orbit interaction, it is expected to increase many times the spin-orbit angular momentum transfer efficiency (spin-orbit torque, SOT effect), which is one of the most powerful tools for field-free control of magnetization. In this work, the effect of the WTex sublayer on the magnetic characteristics of thin polycrystalline Pt/Co/MgO films was studied.*

Keywords: *Perpendicular magnetic anisotropy, spin-orbit interaction, current-induced magnetization switching, Weyl semimetals*

Исследование топологических материалов и их влияния на физические свойства наноструктур, является одной из наиболее важных задач современной спинтроники. Полуметаллы Вейля относятся к одному из наиболее перспективных типов топологических материалов, поскольку обладает сильной спин-орбитальной связью и нетривиальной зонной структурой с большой спиновой поляризацией, защищенной симметрией обращения времени как в поверхностном, так и в объемном состояниях. Все вышеуказанные свойства существенно

влияют на увеличение эффективности токоиндуцированного перемагничивания за счет SOT-эффекта [1 - 3].

Работа посвящена исследованию влияния подслоя полуметалла Вейля WTe_x на структурные, магнитные и магнитотранспортные свойства пленок Pt/Co/MgO для выявления наиболее оптимального состава для разработки устройств спинтроники. Экспериментальные образцы пленок были получены методом магнетронного распыления, с последующим отжигом при T = 300°C в течении 30 мин. Было получено две серии образцов со следующим составом функциональных слоев:
SiO_2/Pt(2-10 нм)/Co(0,9 нм)/MgO(2 нм)/SiO_2(4 нм) и
SiO_2/ WTe_x(7 нм)/Pt(0-10 нм)/Co(0,9 нм)/MgO(2 нм)/SiO_2(4 нм).

Структура интерфейсов оценивалась методом рентгеновской рефлектометрии. В результате анализа рефлектометрических кривых были определены шероховатость интерфейсов и плотность материала. Элементный анализ методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии проводился с целью установления точного состава теллурида. Исследование магнитных свойств проводилось при помощи магнитооптического эффекта Керра, а также на основании петель магнитного гистерезиса, измеренных на вибромагнетометре. Все образцы демонстрируют сильную перпендикулярную анизотропию, энергия которой сильно зависит от прослойки Pt. Токовые измерения для исследования эффективности SOT проводились на Холл-структурах, сформированных методом фотолитографии. Эффективность SOT определялась по смещению петли аномалиного эффекта Холла, а также по исследованию второй гармоники.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда - Проведение фундаментальных научных исследований и поисковых научных исследований международными научными коллективами (проект № 23-42-00076)

Список использованной литературы:

1. Wang Y., Deorani P., Banerjee K., Koirala N., Brahlek M., Oh S., and Yang H. Topological Surface States Originated Spin-Orbit Torques in Bi_2Se_3 // Physical Review Letters, 2015. – № 114. – С. 257202.

2. MacNeill, D.; Stiehl, G. M.; Guimaraes, M. H. D.; Buhrman, R. A.; Park, J.; Ralph, D. C. Control of spin-orbit torques through crystal symmetry in WTe2/ferromagnet bilayers // Nature Physics, 2017. – № 13. – С. 300-305.

3. Xie, Q., Lin, W., Yang, B. Giant Enhancements of Perpendicular Magnetic Anisotropy and Spin-Orbit Torque by a MoS_2 Layer // Advanced Materials. – 2019. - № 31. – 21. – С.1900776.

УДК 537.622

Исследование влияния температуры отжига на взаимодействие Дзялошинского-Мории в ферримагнитной структуре Pt/CoGd/W

Намсараев Ж.Ж.

Инженер-исследователь, Лаборатория пленочных технологий, ИНТИПМ, ДВФУ

Летушев М.Е.

Инженер-исследователь, Лаборатория пленочных технологий, ИНТИПМ, ДВФУ

Базров М.А.

Инженер-исследователь, Лаборатория пленочных технологий, ИНТИПМ, ДВФУ

Турпак А.А.

Инженер-исследователь, Лаборатория пленочных технологий, ИНТИПМ, ДВФУ

Антонов В.А.

Инженер-исследователь, Лаборатория пленочных технологий, ИНТИПМ, ДВФУ

Огнев А.В.

Доктор физико-математических наук, профессор департамента общей и экспериментальной физики, ИНТИПМ, ДВФУ

Самардак А.С.

Доктор физико-математических наук, профессор департамента общей и экспериментальной физики, ИНТИПМ, ДВФУ

Стеблий М.Е.

Кандидат физико-математических наук, доцент департамента общей и экспериментальной физики, ИНТИПМ, ДВФУ

Аннотация. *Тонкослойные системы на основе ферримагнитных аморфных сплавов характеризуются наличием объемной перпендикулярной магнитной анизотропии и взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ). Такой набор свойств в сочетании с возможностью изменения результирующей намагниченности посредством изменения состава или температура, а также высокой восприимчивостью к воздействию спин-поляризованного тока, делает ферримагнитные среды подходящими для реализации устройств спинтроники. В данной работе проведено экспериментальное исследование полей ВДМ в структурах Pt/CoGd/W, в зависимости от температуры отжига. Показано, что величина поля может быть увеличена в два раза, по сравнению с неотожжённым образцом, что связано с миграцией ионов Gd к границе раздела с W.*

Ключевые слова: *взаимодействие Дзялошинского-Мории, ферримагнетизм, состояние компенсации, токоиндуцированное переключение намагниченности*

Investigation of the effect of annealing temperature on the Dzyaloshinsky-Moriya interaction in the Pt/CoGd/W ferrimagnetic structure

Namsaraev Zh.Zh.

Research Engineer, Thin Film Laboratory, IHTAM, FEFU

Letushev M.E.

Research Engineer, Thin Film Laboratory, IHTAM, FEFU

Bazrov M.A.

Research Engineer, Thin Film Laboratory, IHTAM, FEFU

Turpak A.A.

Research Engineer, Thin Film Laboratory, IHTAM, FEFU

Antonov V.A.

Research Engineer, Thin Film Laboratory, IHTAM, FEFU

Ognev A.V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of General and Experimental Physics, IHTAM, FEFU

Samardak A.S.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of General and Experimental Physics, IHTAM, FEFU

Stebliy M.E.

PhD in Physics and Mathematics, Associate professor of the Department of General and Experimental Physics, IHTAM, FEFU

Annotation. *Thin-layer systems based on ferrimagnetic amorphous alloys are characterized by the presence of volumetric perpendicular magnetic anisotropy and the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI). This set of properties, combined with the possibility of changing the resulting magnetization by changing the composition or temperature, as well as high susceptibility to the effects of spin-polarized current, makes ferrimagnetic media suitable for the implementation of spintronics devices. In this paper, an experimental study of DMI fields in Pt/CoGd/W structures, depending on the annealing temperature, is carried out. It is shown that the field value can be doubled compared to the unburned sample, which is associated with the migration of Gd ions to the interface with W.*

Keywords: *Dzyaloshinskii-Moriya interaction, ferrimagnetism, compensation state, current-induced magnetization switching*

В работе было изучено влияние температуры отжига на взаимодействие Дзялошинского-Мории в ферримагнитной структуре Pt(4 нм)/$Co_{46\%}Gd_{54\%}$(4 нм)/W(8 нм). Образец получен методом магнетронного распыления при комнатной температуре на окисленные кремниевые подложки Si/SiO_2 и обладает перпендикулярной магнитной анизотропией. Отжиг производился в вакууме в течение одной минуты для каждой температуры. Эффективное поле H_{DMI}, индуцируемое ВДМ, оценивалось по методу, основанному на изменении энергии доменных стенок в цилиндрических доменах [1]. Петли гистерезиса регистрировались путем развертывания внешнего магнитного поля при различных углах наклона к нормали образца от 0° до 89° для определения коэрцитивной силы H_c. Таким образом внешнее магнитное поле можно представить как H_x – проекцию плоскостной компоненты внешнего поля, и как H_z – проекцию перпендикулярной компоненты внешнего поля. Для зарождённой доменной стенки с намагниченностью в направлении внешнего магнитного поля, сдвиг доменной стенки происходит при уменьшении энергии доменной стенки. На энергию доменной стенки может влиять деформация доменной стенки в области закрепления. Малые поля, приложенные к цилиндрическому домену, не могут преодолеть H_{DMI}, поэтому доменная стенка сохраняется. Когда плоскостная компонента внешнего магнитного поля H_x больше H_{DMI} – уменьшается энергия доменной стенки [1]. Таким образом, H_{DMI} можно извлечь из корреляции между энергией доменной стенки и H_x. Квадрат энергии доменной стенки линейно пропорционален полю зарождения H_n для этого измерения [2]. Чтобы оценить H_{DMI}, H_n строится как функция H_x, как показано на рис. 1.

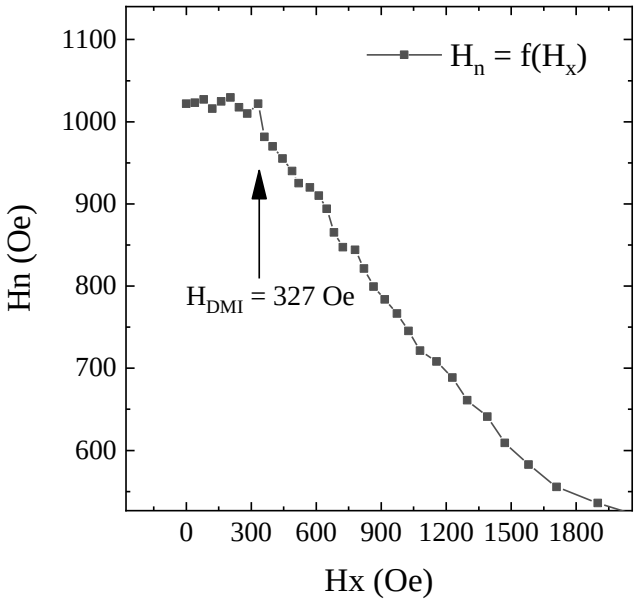


Рисунок 1. Поле зарождения H_n, от плоскостной компоненты H_x внешнего поля. H_{DMI} определяется из порога H_x, обозначенного черной стрелкой

Между 140 и 150 °C предполагаем асимптотическое стремление к бесконечности H_{DMI} и H_n и соответственно наличие состояния компенсации магнитных подрешёток ферримагнитного слоя. Это подтверждается изменением хиральности петель гистерезиса – черные закругленные стрелки – в исходном состоянии при комнатной температуре и до точки компенсации плёнка находится в состоянии Gd-rich, а после переходит в состояние Co-rich, когда в магнитных свойствах сплава CoGd начинает доминировать подрешетка Co. Еще одним подтверждением могут выступить исследования спин-орбитального крутящего момента в ферримагнитных сплавах CoTb [3]. Co имел аналогичную хиральность при доминировании в сплаве с учётом того, что для данного исследования, образец в перпендикулярном положении смотрел в противоположном положении, конфигурация измерительной системы была изменена для возможности использования метода измерения H_{DMI}.

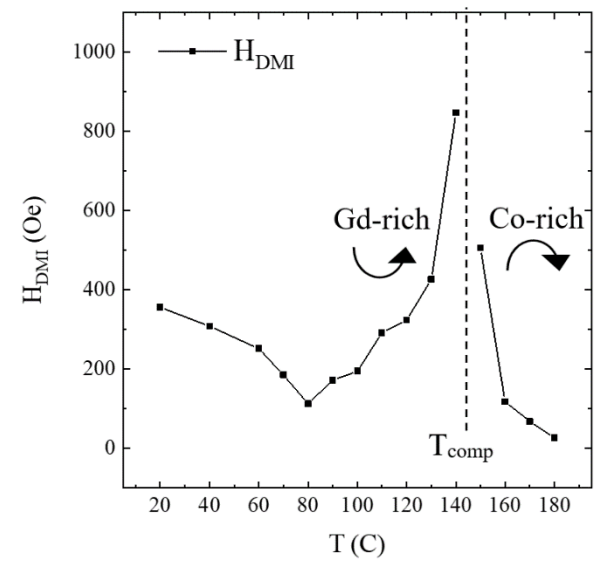


Рисунок 2. Зависимость эффективного поля H_{DMI} генерируемого ВДМ от температуры отжига T. Хиральность петель указывает на состояние Gd-rich – против часовой стрелки, и Co-rich – по часовой стрелке. T_{comp} – температура отжига, после которой наблюдается состояние магнитной компенсации.

Экспериментально показано, что для образца Pt(4)/$Co_{46}Gd_{54}$(4)/W(8) существует состояние компенсации с выравниванием магнитных подрешеток Co и Gd при некоторой температуре в диапазоне от 140 °C до 150 °C. H_{DMI} постепенно понижается, пока не достигает минимума при 80 °C, а затем увеличивается вплоть до точки компенсации. Вблизи точки компенсации в Gd-rich диапазоне, достигается максимальная величина H_{DMI}. А в Co-rich диапазоне вблизи точки компенсации значение H_{DMI} меньше и падает с дальнейшим повышением температуры отжига. При этом образец Pt(4)/$Co_{46}Gd_{54}$(4)/Pt(8) не реагирует на отжиг. Реакция на отжиг в случае образца Pt(4)/$Co_{46}Gd_{54}$(4)/W(8) может быть связана с миграцией атомов Gd к границе раздела ферримагнитного слоя с W. Также была определена эффективная сила D взаимодействия Дзялошинского-Мории. D = 32,8 pJ/m^2 для исходного состояния образца.

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки России по государственному заданию (проект № FZNS-2023-0012)

Список использованной литературы:

1. Kim S., Jang P.-H., Magnetic droplet nucleation with a homochiral Néel domain wall// Phys. Rev. B – 2017 – v.95 – p. 220402
2. S. Pizzini, J. Vogel, S. Rohart, et al, Chirality-Induced Asymmetric Magnetic Nucleation in Pt/Co/AlOx Ultrathin Microstructures// Phys. Rev. Lett. – 2014 – v.113, – p. 047203.
3. Stebliy M. E. Bazrov M.A., Namsaraev Zh. Zh. et al, Nonuniform Current-Driven Formation and Displacement of the Magnetic Compensation Point in Variable-Width Nanoscale Ferrimagnets// ACS Appl. Mater. Interfaces – 2023 – v. 15 – 34 –p. 40792–40798

УДК 537.8

Влияние технических условий синтеза на магнетосопротивление плёнок Cd_3As_2 при температурах подложки от 300 до 450 К

Нечушкин Ю.Б.

аспирант кафедры ТМЭ НИТУ МИСИС

Маренкин С.Ф.

д.х.н, гл. науч. сотр. ИОНХ РАН

Аннотация. *Арсенид кадмия Cd_3As_2 является перспективным материалом для оборудований электроники и, в частности, спинтроники, ввиду аномально высокой подвижности заряда, наличия сверхпроводимости и уникального инвертированного энергетического спектра. Такие свойства дают возможность использования тонких пленок полуметалла Cd_3As_2 в качестве датчиков магнитного поля, которые используются в различных областях, начиная от машиностроения, заканчивая медициной и военно-оборонного комплекса. Поэтому исследование свойств тонких кристаллических плёнок Cd_3As_2 является актуальной задачей в наши дни. И исследование электромагнитных свойств плёнок путём изменения технологических условий синтеза является темой данной работы.*

Ключевые слова: *Cd_3As_2, магнитосопротивление, тонкие плёнки*

Effect of technical conditions of synthesis on magnetoresistance of Cd_3As_2 films at substrate temperatures from 300 to 450 K

Nechushkin Yu.B.,

PhD student of the Department of Technology of Electronic Materials, National University of Science and Technology MISIS

Marenkin S.F.

Doctor of chemical Sciences, Principal Researcher, Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry of Russian Academy of Sciences

Annotation. *Cadmium arsenide Cd_3As_2 is a promising material for electronics devices and, especially spintronics, due to its abnormally high charge mobility, superconductivity, and unique inverted energy spectrum. Such properties make it possible to use thin films of semimetal Cd_3As_2 as magnetic field sensors, which are used in various fields ranging from automotive industry to medicine and military-industrial complex. Therefore, the study of the properties of Cd_3As_2 thin crystalline films is an urgent task nowadays. And the study of electromagnetic properties of films by changing the technological conditions of synthesis is the subject of this work.*

Keywords: *Cd3As2, magnetoresistance, thin films*

Дираковский и Вейлеровский полуметалл Cd_3As_2, несмотря на долгую историю исследований, продолжает привлекать внимание ученых всего мира. Причиной этому служит наличие у Cd_3As_2 таких полезных свойств как аномально высокая подвижность заряда, наличие сверхпроводимости и инвертированного энергетического спектра. [1,2] Это делает арсенид кадмия одним из перспективных материалов, которые используются в быстроразвивающейся современной области науки и техники – спинтроники. Ввиду своих уникальных свойств арсенид кадмия может быть использован как датчик магнитного поля.

[3,4] Исследование электромагнитных свойств в зависимости от температуры подложек во время синтеза является темой данной работы.

Из высокочистых элементов Cd и As в стехиометрической пропорции был получен поликристалл Cd_3As_2. Затем методом химических транспортных реакций полученный материал был трижды пересублимирован, что позволило эффективно удалить примеси [5]. Далее полученный монокристалл арсенида кадмия был измельчен и использовался как материал для напыления плёнок. Предварительно был произведен расчет толщин плёнок. Тонкие пленки арсенида кадмия синтезированы методом вакуумно-термического напыления. Напыление было произведено при температурах кремниевых подложек 25, 75, 125 и 175 °C.

Идентификацию образцов (рис.1a) осуществляли методом РФА и СЭМ. Установлено, что увеличение температуры подожки приводит к повышению кристалличности плёнок и отражается на их электромагнитных характеристиках (рис.1b). Рост размера кристаллитов при увеличении температуры подложек был подтверждён методом АСМ.

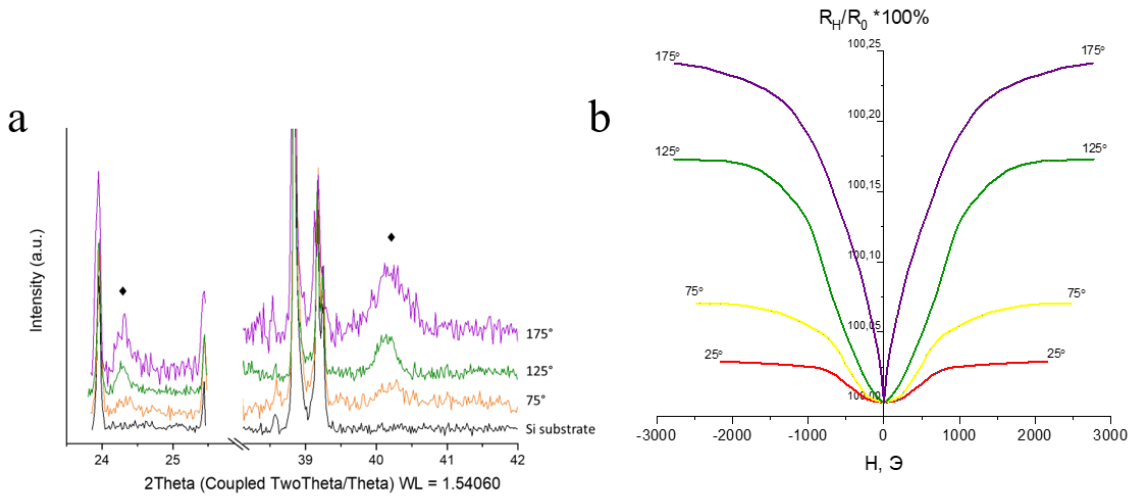


Рис. 1. a) Рентгенограмма плёнок Cd_3As_2 на подложках при разных температурах (75, 125 и 175 °C); b) влияние величины магнитного поля на сопротивление плёнок Cd_3As_2

Работа была выполнена благодаря финансовой поддержке РНФ № 21-73-20220.

Список использованной литературы:

1. Ril A.I., Marenkin S.F., Magnetometric Studies of Composite Alloys of the Cd_3As_2–MnAs System// Russian Journal of Inorganic Chemistry – 2021– 66(10), – 1544–1548.
2. Suslov A.V., Davydov A.B., Oveshnikov L.N., et al, Observation of subkelvin superconductivity in Cd_3As_2 thin films. //Physical ReviewB – 2019 – 99(9) – 094512
3. Ril' A.I., Marenkin S.F. Cadmium arsenides: structure, synthesis of bulk and film crystals, magnetic and electrical properties (Review). //Russian Journal of Inorganic Chemistry, – 2021– 66(14), – p.2005–2016.
4. Sankar, R., Neupane, M., Xu, S., et al, Large single crystal growth, transport property and spectroscopic characterizations of three-dimensional Dirac semimetal Cd_3As_2. //Scientific Reports, –2015 – 5(1). – 12966
5. Binnewies M., Glaum R., Schmidt M., Schmidt P. Chemical Vapor Transport Reactions – A historical review. //Zeitschrift Für Anorganische Und Allgemeine Chemie, – 2013– 639(2), – p.219–229.

УДК 537.611.4

Влияние типа интеркалации на образование спинового стекла в семействе политипов Fe-допированного TaS_2 (Se_2)

Овчинников А.С.

д.ф.м.н., профессор, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Бострем И.Г.

к.ф.м.н., доцент, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Синицын Вл.Е.

к.ф.м.н., доцент, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Носова Н.М.

м.н.с., Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Баранов Н.В.

д.ф.м.н., профессор, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Аннотация. *Мы предлагаем объяснение на основе модели Блюма-Капеля, почему некоторые слоистые соединения дихалькогенидов переходных металлов $TaS_2(Se_2)$ интеркалированных железом демонстрируют поведение спинового стекла, в то время как другая группа этого семейства проявляет парамагнетизм при низких температурах. В этих материалах, примесные атомы железа либо замещают атомы тантала, теряя свои магнитные моменты, либо располагается между слоями $TaS_2(Se_2)$, сохраняя магнитные моменты. Модель Блюма-Капеля позволяет ввести химический потенциал, контролирующий баланс интеркалированных элементов обоих типов. Теория Гатака-Шеррингтона спин-стекольного поведения этой модели предсказывает существование трехкритической точки, означающей, что существует пороговая концентрация ионов железа, сохраняющих свои магнитные моменты, выше которой происходит спин-стекольное упорядочение, а ниже данного порога ионы железа ведут себя как независимые парамагнитные центры. Построены зависимости магнитной восприимчивости от температуры и намагниченности от поля, чтобы выявить особенности модели, связанные с переменным содержанием ионов железа в высокоспиновом состоянии. Специфическая кристаллическая структура слоистых дихалькогенидов переходных металлов дает возможность увеличить концентрацию ионов с ненулевыми магнитными моментами путем коинтеркаляции некрамеровских 3d-ионов в ван-дер-ваальсовы щели. Этот процесс может вызвать спин-стекольное упорядочение в изначально парамагнитном политипе $TaS_2(Se_2)$ допированным железом.*

Ключевые слова: *спиновые стекла, дихалькогениды переходных металлов*

Influence of the type of intercalation on spin-glass formation in the Fe-doped TaS_2 (Se_2) polytype family

Ovchinnikov A.S.

Dr. Sci., professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Bostrem I.G.

PhD., associate professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Sinitsyn Vl.E.

PhD., associate professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Nosova N.M.

Junior researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics,
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Baranov N.V.

Dr. Sci., professor, N.M. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Division,
Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

Annotation. *We suggest an explanation based on the Blume-Capel model of why some layered compounds of the iron-intercalated transition metal dichalcogenides $TaS_2(Se_2)$ exhibit spin-glass behavior, while another group of this family demonstrates low-temperature paramagnetism. In these materials, the doped Fe atoms either substitute the Ta atoms with losing their magnetic moments or sit between the $TaS_2(Se_2)$ layers keeping their spin states. The Blume-Capel model allows us to introduce a chemical potential to control a balance of the intercalated elements of both types. The Ghatak-Sherrington theory of spin-glass behavior of this model predicts an existence of a tricritical point that means that there is a concentration threshold of Fe ions retaining their magnetic moments, above which spin-glass ordering occurs. Below the threshold, Fe ions behave as independent paramagnetic centers. We build temperature dependencies of magnetic susceptibility and field dependencies of magnetization to highlight specific features of the model related with a variable content of Fe ions in the high-spin state. A specific crystal structure of the layered transition metal dichalcogenides gives an opportunity to increase the concentration of ions with nonzero magnetic moments by co-intercalating non-Kramers 3d ions into the van der Waals gaps. This process may trigger spin-glass ordering in the initially paramagnetic Fe-doped $TaS_2(Se_2)$.*

Keywords: *spin glasses, transition metal dichalcogenides*

Синтез, оптические, электрические и магнитные свойства трехмерных слоистых дихалькогенидов переходных металлов широко исследовались в течение нескольких десятилетий [1]. Интеркалаты переходных металлов первого ряда M_xTX_2 (M = V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni) представляют особый интерес, поскольку при определенных концентрациях (в основном, при $x > 0.20$), локализованные моменты интеркалированных 3d-ионов, могут проявлять различные типы магнитного упорядочения. Однако, при низких концентрациях 3d-ионов многие трехмерные дихалькогениды переходных металлов проявляют поведение спинового стекла или кластерного стекла. Примерами M_xTX_2 материалов, в которых достаточно четко проявляются эффекты спинового стекла, являются интеркалированные железом TiS_2 и $TiSe_2$. Поведение спинового стекла объясняется наличием неупорядоченных

межслойных ионов Fe^{2+}, связанных через механизм осциллирующего РККИ-обмена. В отличие от титановых комплексов, где интеркаляция происходит исключительно за счет внедрения Fe-ионов в щель между слоями, ситуация для $TaS_2(Se_2)$ не такая однозначная, поскольку ионы железа могут быть случайным образом распределены либо на позициях Ta, либо между слоями $TaS_2(Se_2)$ (рис. 1).

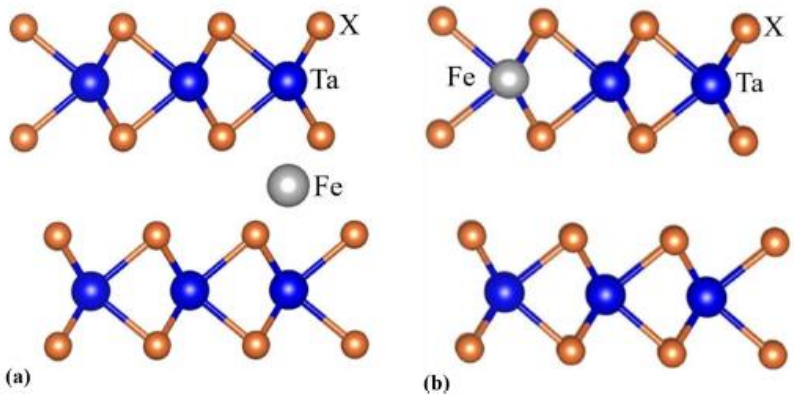


Рис. 1.Типы интеркалации железа в слоистую систему TaX_2 (X=S,Se): (a)внедрение; (b) замещение.

В частности, было обнаружено поведение спинового стекла в некоторых политипах, а именно, 2H-Fe_xTaSe_2 и 4Hb-Fe_xTaS_2, однако их аналоги, 2H-Fe_xTaS_2 и 4Hb-Fe_xTaSe_2, не демонстрируют такого поведения [2].

Традиционно, спин-стекольные явления в дихалькогенидах переходных металлов объясняются с помощью теории с фиксированным количеством внедренных примесей. Однако, такой подход оставляет открытым вопрос, почему та часть ионов железа, которые внедрены между слоями в немагнитных материалах $TaS_2(Se_2)$ и сохраняют свои магнитные моменты, не формируют спинового стекла, а ведут себя как набор независимых магнитных примесей, восприимчивость которых следует парамагнитному закону Кюри.

В нашем исследовании мы обращаемся к этим вопросам в рамках модели Блюма-Капеля (BC), которая активно рассматривалась в 1960-х годах [3], и обобщение которой для спиновых стекол впервые было дано Гатаком и Шеррингтоном (GS) [4]. Мы предлагаем интерпретировать член гамильтониана BC-модели, который в GS-теории был отнесен к расщеплению состояний примесного иона кристаллическим полем, как действие химического потенциала, управляющего балансом между интеркалированными ионами железа с магнитным моментом и без него [5]. Особенной чертой BC-модели является наличие фазового перехода первого рода. В GS-теории это проявляется в виде существования трикритической точки, в которой линия фазовых переходов второго рода в состояние спинового стекла обрывается, когда расщепление кристаллического поля превышает некоторое пороговое значение, и появляется "низкотемпературный парамагнетизм" (синглетная фаза). В нашем случае это означает, что существует порог концентрации интеркалированных ионов железа, сохраняющих свои моменты, выше которого оказывается выгодным спин-стекольный порядок (рис. 2).

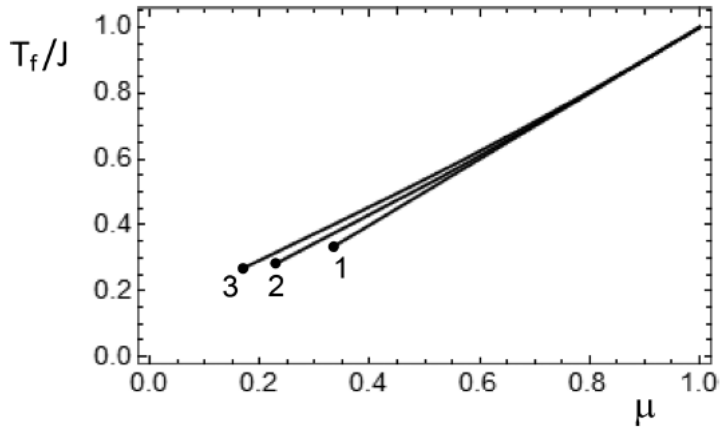


Рис. 2. Граница, разделяющая фазу спинового стекла и синглетную парамагнитную фазу в нулевом магнитном поле, как функция средней концентрации интеркалированных ионов μ, сохраняющих свои магнитные моменты. Рассматриваются случаи различного среднеквадратичного отклонения химического потенциала, связанные с нестехиометрией соединения: (1) 0.0; (2) 0.3; (3) 0.5. Черные кружки обозначают трикритические точки. Температура спин-стекольного перехода T_f определена в единицах среднеквадратичного отклонения обменного интеграла J.

Это может объяснить экспериментально наблюдаемое разделение $TaS_2(Se_2)$ комплексов на немагнитные с внедренными парамагнитными примесями и спин-стекольные системы. Кроме того, мы обсуждаем способ активации спин-стекольного поведения путем добавления некрамеровских 3d-ионов (например, Cr^{3+}, Mn^{2+}, Co^{2+}) в межслоевую ван-дер-ваальсову щель. Их совместная интеркаляция с ионами железа может вызвать спин-стекольный порядок в изначально немагнитных соединениях, что подтвердило бы правильность BC-модели для политипных комплексов $Fe_xTaS_2(Se_2)$.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (грант № 22-13-00158).

Список использованных источников:

1. Wilson J.A, Yoffe A.D. The transition metal dichalcogenides discussion and interpretation of the observed optical, electrical and structural properties // Advances in Physics. – 1969. – Vol. 18. Iss. 73. – P. 193–335.
2. Hillenius S.J., Coleman R.V., Domb E.R., and Sellmyer D.J. Magnetic properties of iron-doped layer-structure dichalcogenides // Physical Review B. – 1979. – Vol. 19. – P. 4711–4722.
3. Capel H.W. On the possibility of first-order phase transitions in Ising systems of triplet ions with zero-field splitting // Physica – 1966. – Vol. 32. – P. 966-988.
4. Ghatak S.K., Sherrington D. Crystal field effects in a general S Ising spin glass // Journal of Physics C – 1977. – Vol. 10. – P. 3149-3156.
5. Ovchinnikov A.S., Bostrem I.G., Sinitsyn Vl.E., Nosova N.M., Baranov N.V. Influence of the type of intercalation on spin-glass formation in the Fe-doped TaS_2 (Se_2) polytype family // Physical Review B. – 2024. – Vol. 109. – Id. 054403.

УДК 533.924; 538.955; 538.975

Влияние метода обработки поверхности на характеристики эпитаксиальных плёнок феррит-гранатов

Сыров А.А.

аспирант, ФТИ ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского»

Томилин С.В.

к.ф.-м.н., доцент, ФТИ ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского»

Семук Е.Ю.

к.ф.-м.н., младший научный сотрудник, ФТИ ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского»

Османов С.В.

аспирант, ФТИ ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского»

Бержанский В.Н.

д.ф.-м.н., профессор, ФТИ ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского»

Аннотация. *В работе представлены экспериментальные результаты исследования влияния постростовой обработки тонких монокристаллических плёнок катион-замещённых феррит-гранатов на их структурные и магнитные характеристики. Показано, что кислотное травление поверхности монокристаллических гранатов по ряду показателей уступает в качестве обработки поверхности методу ионно-плазменного травления. При исследовании морфологии поверхностного слоя и спектров ферромагнитного резонанса в эпитаксиальной плёнке феррит-граната показано, что использование в качестве травителя ортофосфорной кислоты приводит к снижению шероховатости поверхности несколько хуже, чем травление ускоренными ионами аргона. При этом кислотное травление не обеспечивает качественное сохранение магнитных характеристик по сравнению с ионно-плазменным методом обработки.*

Ключевые слова: *ионное травление, кислотное травление, феррит-гранат, ферромагнитный резонанс, профиль края, маскирование*

The influence of the surface treatment method on characteristics of epitaxial iron-garnet films

Syrov A.A.

PhD student, Institute of Physics and Technology, V.I. Vernadsky Crimean Federal University

Tomilin S.V.

PhD, Institute of Physics and Technology, V.I. Vernadsky Crimean Federal University

Semuk E.Yu.

PhD, Institute of Physics and Technology, V.I. Vernadsky Crimean Federal University

Osmanov S.V.

PhD student, Institute of Physics and Technology, V.I. Vernadsky Crimean Federal University

Berzhansky V.N.

PhD Professor, Institute of Physics and Technology, V.I. Vernadsky Crimean Federal University

Annotation. *The paper presents experimental results of investigation the effect of post-groving etching on structural and magnetic characteristics of thin single-crystal cation-substituted iron-garnet films. It is shown that acid etching of the surface of single-crystal garnets is inferior in the quality of surface treatment to the ion-plasma etching method at some parameters. The study of surface layer morphology and ferromagnetic resonance spectra in the iron-garnet epitaxial film shows that the use of orthophosphoric acid as an etchant leads to a decrease in surface roughness some worse, than the etching by accelerated ions. In this case the acid etching, does not ensure qualitative preservation of magnetic characteristics in comparison with the ion-plasma treatment method.*

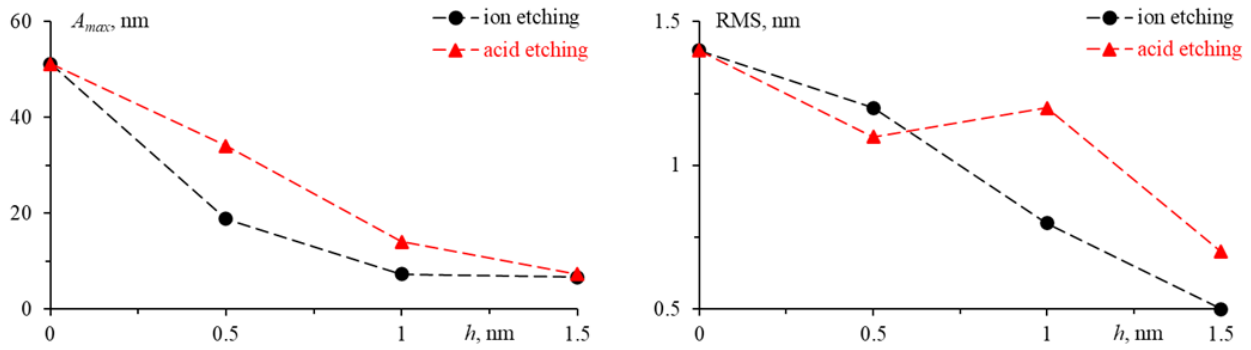
Keywords: *ion etching, acid etching, iron-garnet, ferromagnetic resonance, edge profile, masking*

Эпитаксиальные плёнки феррит-гранатов (ЭПФГ), при добавлении редкоземельных компонентов, сравнительно давно и успешно широко применяются при разработке и изготовлении различных технических устройств. В последние десятилетия большой научный интерес направлен на применение ЭПФГ при создании высокочувствительных датчиков магнитного поля [1–3]. В том числе гранатовые плёнки хорошо себя зарекомендовали при изготовлении устройств и элементов на их основе для термомагнитной записи информации [1], при топографировании области и магнитооптической визуализации неоднородных магнитных полей [2].

Чрезвычайно важная прикладная задача магнитооптики и магнитной сенсорики – это повышение эффективности использования ЭПФГ, поэтому одним из направлений решения данной проблемы является поверхностная обработка синтезируемых плёнок. Это может быть необходимо как в качестве постростовой обработки (удаление загрязнений, адсорбированных поверхностью примесей и слоёв с иными свойствами), так и для формирования заданного профиля (снижение краевых напряжений, форм-фактор и т.д.) [4, 5]. Также возможно применение методики последовательного стравливание слоёв эпитаксиальной плёнки для исследования внутренней структуры и размерных зависимостей магнитных эффектов. Соответственно большой интерес представляет изучение влияния методов постростовой обработки на свойства таких плёнок, а следовательно, при проведении комплексных исследований для отработки технологических возможностей изготовления эпитаксиальных пленок с заданными свойствами требуется выбор оптимального метода обработки поверхности.

В роли объекта исследования выступают плёнки ЭПФГ толщиной 2.1 мкм, выращенные на монокристаллических подложках гадолиний-галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$ (ГГГ), толщиной 500 мкм с ориентацией поверхности (111). Монокристаллические плёнки феррит-граната состава $(YLa)_3(FeGaAl)_5O_{12}$ были получены с применение технологии эпитаксиальной кристаллизации из пересыщенного раствор-расплава, содержащего гранатообразующие, легирующие и согласующие элементы в легкоплавком растворителе $PbO–Ba_2O_3$. В качестве постростовой обработки для удаления поверхностных слоёв синтезированных плёнок, а также для формирования структур с определённой планарной конфигурацией и пространственным профилем (например, для уменьшения шумов ферромагнитного резонанса возникающих с образованием магнитостатических волн и наличием краевых дефектов) применялась ионно-плазменная и кислотная обработка поверхности ЭПФГ.

Поскольку качество поверхности и структурное совершенство ЭПФГ, в том числе сформированное в процессе постростовой обработки, в значительной степени оказывает влияние на эффективность их практического применения, было исследовано влияние кислотного и ионного травления на структуру поверхности плёнок. Анализ морфологии ЭПФГ осуществлялся при помощи сканирования атомно-силовым микроскопом при послойном травлении поверхности. Сравнение полученных результатов проводилось по нескольким параметрам, а именно: максимальный разброс рельефа по высоте A_{max} и среднеквадратичное отклонения от среднего значения RMS (по сути, средняя шероховатость). На рис. 1 показано изменение параметров шероховатости поверхности ЭПФГ при послойном травлении различными методами. По оси абсцисс показана толщина удалённого слоя (глубина травления).



а) б)

Рис. 1. Изменение параметров шероховатости поверхности ЭПФГ при послойном травлении различными методами: а – параметр A_{max}; б – параметр RMS.

Таким образом, видно, что при послойном ионном травлении эпитаксиальной плёнки наблюдается значительное уменьшение параметров шероховатости поверхности. При этом метод ионного травления даёт в среднем меньшее значение параметров шероховатости, по сравнению с методом кислотного травления.

Для анализа влияния травления на магнитные свойства ЭПФГ были выполнены исследования особенностей ферромагнитного резонанса (ФМР). На рис. 2 представлены ФМР спектры при направлении внешнего поля параллельно нормали к плёнке (перпендикулярный резонанс).

При изменении планарной геометрии образца ЭПФГ, как по форме (с квадрата на диск), так и по размеру (диаметр диска), в спектре ФМР наблюдаются изменения, вызванные эффективностью возбуждения магнитостатических волн по сравнению с основной модой. При травлении через маску метод постростовой обработки несущественно влияет на вид спектра, поскольку форма и профиль получаемых структур практически одинаковы как для ионного, так и для кислотного травления.

При послойном удалении материала ЭПФГ применение ионно-плазменного травления даёт возможность существенно снизить зашумление резонансных сигналов ФМР по сравнению с использованием кислотного метода травления, что обусловлено параметрами шероховатости поверхности.

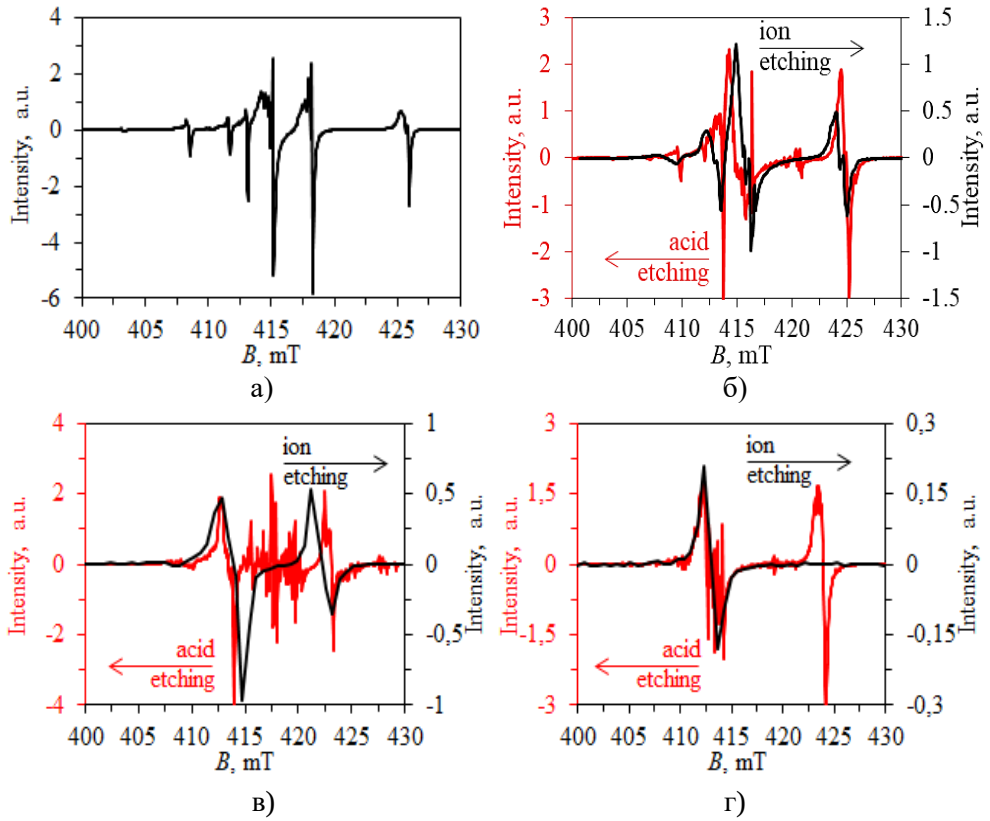


Рис. 2. Резонансные кривые ФМР (плёнка $(BiY)_3(FeAlGa)_5O_{12}$, h = 2.1 мкм) для перпендикулярного резонанса (красная линия – кислотное травление, чёрная линия – ионное травление): а – до обработки; б – h = 1.6 мкм; в – h = 1.1 мкм; г – h = 0.6 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 19-72-20154, https://rscf.ru/project/19-72-20154/

Список использованных источников:

1. Вишневский В.Г., Михерский Р.М., Дубинко С.В. Отображение неоднородных магнитных полей пленками феррит-гранатов // Журнал технической физики. – 2002. – Т. 72. – № 2. – С. 96–98.

2. Ветошко П.М., Гусев Н.А., Чепурнова Д.А., Самойлова Е.В., Звездин А.К., Коротаева А.А., Белотелов В.И. Магнитомодуляционный сенсор магнитного поля на базе пленок феррита-граната для магнитокардиографических исследований // Письма в ЖТФ. – 2016. – Т. 42. – № 16. – С. 64–71.

3. С.В. Левый, Агалиди Ю.С., Вишневский В.Г. Магнитооптические средства технической защиты информации // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. – 1998. – Т. 41. – № 8. – С. 74–80.

4. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах / Справочник /под ред. Н.Н.Евтихиева, Б.Н.Наумова. – М.: Радио и связь, 1987. – 488 с.

5. Лисовский Ф.В. Физика цилиндрических магнитных доменов. – М.: Сов. радио, 1979. – 192 с.

УДК 537.622.5

Механизмы сложного температурного поведения обменного смещения в поликристаллических плёнках Ni-Mn/$Fe_{20}Ni_{80}$

Москалев М.Е.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, институт естественных наук и математики УрФУ

Кудюков Е.В.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, институт естественных наук и математики УрФУ

Кравцов Е.А.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Горьковенко А.Н.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, институт естественных наук и математики УрФУ

Девятериков Д.И.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Макарова М.В.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Степанова Е.А.

к.ф.-м.н., заведующий сектором, институт естественных наук и математики УрФУ

Лепаловский В.Н.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, институт естественных наук и математики УрФУ

Васьковский В.О.

д.ф.-м.н., научный сотрудник, институт естественных наук и математики УрФУ

Аннотация. *В работе дан подробный анализ физических механизмов, ответственных за немонотонное температурное поведение поля обменного смещения и коэрцитивной силы в тонких поликристаллических плёнках с антиферромагнитным слоем Ni-Mn и ферромагнитным слоем $Fe_{20}Ni_{80}$.*

Ключевые слова: *антиферромагнетик, спиновое стекло, структурное преобразование, температура блокировки*

Mechanisms of the complex temperature behavior of exchange bias in polycrystalline Ni-Mn/$Fe_{20}Ni_{80}$ films

Moskalev M.E.

PhD in Physics and Mathematics, Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Kudyukov E.V.

PhD in Physics and Mathematics, Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural

Federal University

Kravtsov E.A.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Chief Researcher, Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Gorkovenko A.N.

PhD in Physics and Mathematics, Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Devyaterikov D.I.

PhD in Physics and Mathematics, Researcher, Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Makarova M.V.

PhD in Physics and Mathematics, Senior Researcher, Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Stepanova E.A.

PhD in Physics and Mathematics, Head of Sector, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Lepalovskij V.N.

PhD in Physics and Mathematics, Senior Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Vaskovskiy V.O.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Annotation. *The paper provides a detailed analysis of the physical mechanisms responsible for the non-monotonic temperature behavior of the exchange displacement field and coercive force in thin polycrystalline films with the antiferromagnetic Ni-Mn layer and the ferromagnetic $Fe_{20}Ni_{80}$ layer.*

Keywords: *antiferromagnet, blocking temperature, spin glass, structural transformation*

Спустя шестьдесят восемь лет после своего открытия эффект обменного смещения остается одной из неразгаданных загадок магнетизма, поскольку ни одна модель не может успешно объяснить все его особенности [1,2]. Эффект, широко используемый в микроэлектронике, от датчиков до устройств магнитной памяти, проявляется в сдвиге петли гистерезиса ферромагнитного слоя пленки ферромагнетик/антиферромагнетик на величину поля обменного смещения H_{EX}. Существующие модели, описывающие обменное смещение, включают модель спинового стекла, предполагающую существование спин-стекольной фазы на межслойном интерфейсе для объяснения существенного увеличения H_{EX} при низких температурах [3,4], и поликристаллическую модель, объясняющую плавное уменьшение H_{EX} с ростом температуры вследствие существования распределения по размеру кристаллитов в антиферромагнитном слое [5]. В данной работе, комбинируя современные модели эффекта обменного смещения с методами магнитометрии и рентгеновской дифрактометрии, даётся объяснение сложного температурного поведения данного эффекта в поликристаллических

плёнках Ni-Mn/$Fe_{20}Ni_{80}$, полученных методом магнетронного распыления.

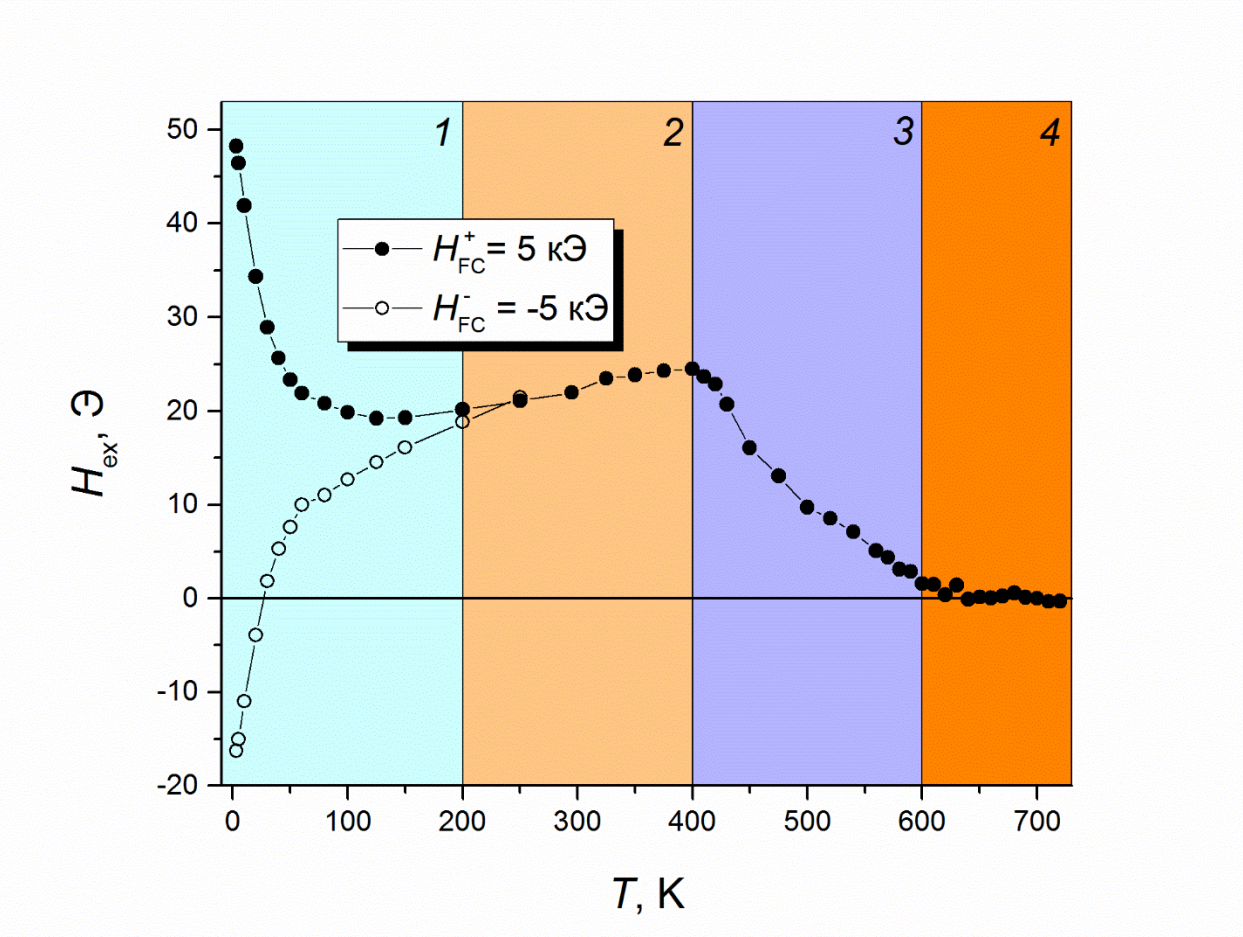


Рис. 1. Температурная зависимость поля обменного смещения H_{ex} образца $Ni_{29}Mn_{71}$ (20 нм)/$Fe_{20}Ni_{80}$ (40 нм), отожжённого при 570 K в течение 1 ч. На графике присутствуют две кривые, характеризующие зависимость H_{ex} (T) ниже комнатной температуры, полученные при охлаждении образца до температуры T = 3 K в поле H^{+}_{FC} = 5 кЭ и H^{-}_{FC} = –5 кЭ. Цифрами 1 – 4 обозначены участки, характеризующиеся различными доминирующими механизмами, ответственными за наблюдаемое поведение эффекта обменного смещения

На рис. 1 представлена температурная зависимость H_{EX} образца Ni-Mn (20 нм)/Fe-Ni (40 нм) в температурном диапазоне от 3 K до 5 K. Плёнки подвергались отжигу в течение 1 ч при температуре 570 K с целью образованию антиферромагнитной фазы θ-NiMn [6]. Установлено, что в каждом диапазоне температур, обозначенном цифрой, за наблюдаемую картину ответственны различные механизмы или их комбинации. Первоначальный спад H_{EX} при температурах ниже 100 K (*1*) обусловлен существованием низкотемпературной спин-стекольной межслойной фазы, существование которой подтверждается различием температурных зависимостей, полученных при охлаждении в положительном и отрицательном магнитных полях (рис. 1). Следующий затем рост H_{EX} в диапазоне температур от 150 K до 400 K (*2*) является результатом роста эффективной константы анизотропии антиферромагнитного θ-NiMn, а последующее снижение H_{EX} (*3*) обусловлено поликристаллической природой антиферромагнитного слоя. Наконец, необратимое исчезновение эффекта обменного смещения в образцах с закрепляющим слоем Ni-Mn при температурах ≈ 600 K (*4*) является следствием декомпозиции фазы θ-NiMn, что

подтверждается данными дифрактометрческого *in situ* эксперимента.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда No 24-22-20070, https://rscf.ru/project/24-22-20070/.

Список использованных источников:

1. W. H. Meiklejohn, C. P. Bean New magnetic anisotropy // Physical Review. – 1956. – Vol. 102, №. 5. – P. 1413.
2. F. Radu, H. Zabel, Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures // Magnetic Heterostructures / Berlin: Springer-Verlag, 2008. – Chap. 3. – P. 97-184.
3. J. McCord, S. Mangin, Separation of low-and high-temperature contributions to the exchange bias in Ni 81 Fe 19-NiO thin films // Physical Review B. – 2013. – Vol. 88, №. 1. – P. 014416.
4. V. Baltz, B. Rodmacq, A. Zarefy, et al., Bimodal distribution of blocking temperature in exchange-biased ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers // Physical Review B. – 2010. – Vol. 81, №. 5. – P. 052404.
5. O'Grady K., A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films [Text] / K. O'Grady, L. E. Fernandez-Outon, G. Vallejo-Fernandez // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2010. – Vol. 322, №. 8. – P. 883-899.
6. V. O. Vas'kovskiy, M. E. Moskalev, V. N. Lepalovskij, et al.// Crystal structure and exchange bias of Ni-Mn-based films /Journal of Alloys and Compounds. – 2019. – Vol. 777. – P. 264-270.

УДК 53.082.78

Измерение эффективности экранирования постоянных магнитных полей многослойными плёночными экранами на пластмассовых корпусах

Муравьев-Смирнов С.С.

старший преподаватель кафедры общей физики, ИОПП НИЯУ МИФИ

Дмитренко В.В.

д.ф.-м.н., профессор, НИЯУ МИФИ

Власик К.Ф.

к.ф.-м.н., инженер, НИЯУ МИФИ

Грачев В.М.

к.ф.-м.н., доцент, НИЯУ МИФИ

Улин С.Е.

д.ф.-м.н., профессор, НИЯУ МИФИ

Утешев З.М.

к.ф.-м.н., инженер, НИЯУ МИФИ

Аннотация. *В статье рассматриваются многослойные пленочные экраны на пластмассовых корпусах цилиндрической формы и их эффективность экранирования для исследований влияния постоянного магнитного поля на рабочие характеристики и работоспособность высокочувствительных приборов таких как фотоэлектронный умножитель.*

Ключевые слова: *многослойные структуры, коэффициент экранирования, катушки Гельмгольца*

Measuring shielding effectiveness permanent magnetic fields with multilayer film screens on plastic cases

Muravyev-Smirnov S.S.

Senior lecturer,
Department of General Physics, Institute of General Professional Training,
National Research Nuclear University MEPhI

Dmitrenko V.V.

Ph.D, professor, National Research Nuclear University MEPhI

Vlasik K.F.

Ph.D, engineer, National Research Nuclear University MEPhI

Grachev V.M.

Ph.D, associated professor, National Research Nuclear University MEPhI

Ulin S.E.

Ph.D, professor, National Research Nuclear University MEPhI

Uteshev Z.M.

Ph.D., engineer, National Research Nuclear University MEPhI

Annotation. *The paper deals with multilayer film screens on plastic cases of cylindrical shape and their shielding efficiency for investigations of the influence of a permanent magnetic field on the operating characteristics and performance of highly sensitive devices such as photomultiplier tubes.*

Keywords: *multilayer structures, shielding properties, Helmholtz Coil*

Наиболее часто для экранирования используют кристаллические магнитомягкие материалы, например пермаллой. Полезные магнитные свойства (высокая магнитная проницаемость, малая коэрцитивная сила, близкая к нулю магнитострикция) лучше проявляются в сплавах с соотношением никеля - 80 % и железа - 20 % [1]. Известно, что применение многослойных пленочных экранов, целесообразно, и показывает хорошие результаты [2-3]. Альтернативным вариантом металлических экранов являются многослойные структуры (МЭ), осажденные на пластиковых корпусах. Такие экраны гораздо легче (130 г) и дешевле, чем те, которые имеют металлический корпус.

Измерения коэффициента экранирования [4] постоянного магнитного поля с помощью пластмассовых корпусов для фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) проводились с помощью пары катушек Гельмгольца и координатного датчика Холла. Определялись коэффициенты экранирования постоянного магнитного поля с помощью пластмассовых корпусов для фотоэлектронного умножителя и сравнивались с соответствующими значениями для штатных экранов с эксперимента LHCb для полей до 8 мТл (80 Гс).

Установлено, что МЭ показывают высокие значения коэффициентов экранирования в диапазоне напряженностей ~ до 3 мТл (30 Гс). Для более высоких напряженностей штатные экраны эффективнее. Но, поскольку, в реальных экспериментах напряженность магнитного поля, в котором находятся ФЭУ, в основном, не превышает значения 30 Гс, то более практичным и эффективным будет использование МПЭ на основе пластмассовых корпусов.

Список использованных источников:

1. Elmen G.W.; Arnold H.D. Permalloy, A New Magnetic Material of Very High Permeability // Bell System Tech. J., 2: 3. July 1923 pp 101-111.
2. Батищев А.Г., Власик К.Ф., Грабчиков С.С. [и др.]. Фотоэлектронные умножители с многослойными пленочными экранами для защиты от воздействия внешних постоянных магнитных полей // Приборы и методы измерений. – 2012. – № 1(4). – С. 16-23.
3. Дмитренко В.В., Власик К.Ф., Грачев В.М. [и др.]. Перспективы использования многослойных пленочных экранов для защиты космической аппаратуры от постоянных магнитных полей / // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2015. – Т. 42, № 5. – С. 43-48.
4. Шапиро Д. Н. Электромагнитное экранирование: монография – Долгопрудный: Издат. дом «Интеллект», 2010. – 120 с.

УДК 537.622.4

Влияние наноразмерного рельефа поверхности на магнитные свойства тонких магнитных плёнок

Рогачев К.А.

ассистент департамента общей и экспериментальной физики ИНТиПМ ДВФУ

Самардак А.Ю.

к.ф.-м. н., старший преподаватель департамента общей и экспериментальной физики ИНТиПМ ДВФУ

Базров М.А.

инженер-исследователь лаборатории плёночных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Шишелов А.Ф.

инженер-исследователь лаборатории плёночных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Огнев А.В.

д. ф.-м. н, профессор департамента общей и экспериментальной физики ИНТиПМ ДВФУ
проректор СахГУ

Самардак А.С.

д. ф.-м. н., профессор департамента общей и экспериментальной физики ИНТиПМ ДВФУ
и.о. ректора СахГУ

Аннотация. *Магнитные свойства нанообъектов с толщиной, сравнимой с атомными размерами, значительно отличаются от свойств объёмных материалов благодаря усиленному влиянию квантовых и поверхностных эффектов, а также появлению анизотропии формы. Как правило, тонкие магнитные плёнки обладают плоскостной анизотропией, при которой ось лёгкого намагничивания лежит в плоскости плёнки, однако при достижении определённой толщины плёнки и поверхностных условий возникает перпендикулярная магнитная анизотропия, при которой ось лёгкого намагничивания направлена не в плоскости плёнки, а перпендикулярно ей. Комбинация такой анизотропии и нетривиального рельефа поверхности может приводить к новым эффектам, ранее не наблюдавшимся в магнитных плёнках на плоских подложках. В данной работе мы использовали пористые матрицы оксида алюминия для получения рельефной поверхности подложки, для исследования влияния этого рельефа на магнитные свойства тонких плёнок, и изучили их изменение в зависимости от условий получения подложек.*

Ключевые слова: *тонкие магнитные плёнки, перпендикулярная магнитная анизотропия, нанорельеф поверхности, матрицы анодированного оксида алюминия*

Influence of nanoscale surface relief on the magnetic properties of thin magnetic films

Rogachev K.A.

Assistant Lecturer, Department of General and Experimental Physics, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Samardak A.Yu.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Lecturer, Department of General and Experimental Physics, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Bazrov M.A.

Research Engineer, Laboratory of Film Technologies, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Shishelov A.F.

Research Engineer, Laboratory of Film Technologies, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Ognev A.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor of Department of General and Experimental Physics, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Vice-Rector, SSU

Samardak A.S.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor of Department of General and Experimental Physics, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Acting Rector, SSU

Annotation. *The magnetic properties of nanoobjects with a thickness comparable to atomic sizes differ significantly from the properties of bulk materials due to the enhanced influence of quantum and surface effects, as well as the appearance of shape anisotropy. As a rule, thin magnetic films have in-plane anisotropy, in which the axis of easy magnetization lies in the plane of the film, but when a certain film thickness and surface conditions are reached, perpendicular magnetic anisotropy occurs, in which the axis of easy magnetization is directed not in the plane of the film, but perpendicular to it. The combination of such anisotropy and nontrivial surface relief can lead to new effects that have not previously been observed in magnetic films on flat substrates. In this work, we used porous aluminum oxide matrices to obtain a relief surface of the substrate, to study the influence of this relief on the magnetic properties of thin films and studied their changes depending on the conditions for obtaining the substrates.*

Keywords: *thin magnetic films, perpendicular magnetic anisotropy, surface nanorelief, anodized aluminum oxide matrices*

В современном мире существует постоянный спрос на более высокую плотность, более быстрое время доступа и более низкое энергопотребление устройств памяти. Магнитные материалы с сильной перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА), обладают превосходными качествами по сравнению с материалами с плоской анизотропией для жестких дисков и устройств магниторезистивной оперативной памяти и успешно коммерциализируются в последнее десятилетие [1]. Недавно было показано, что такие структуры могут быть эффективно использованы в устройствах памяти, основанной на переносе спинового момента (STT-MRAM) [2], что повысило интерес к разработке новых материалов для таких систем.

Эффект перпендикулярной магнитной анизотропии зависит от шероховатости поверхности [3], однако влияние нанорельефа изучено слабо. Нами было принято решение изучить влияние наноразмерного рельефа на проявление эффекта ПМА.

В качестве метода модуляции рельефа поверхности были выбраны матрицы анодированного оксида алюминия, при синтезе которых можно добиться двух типов поверхностей: нанокуполов и нанократеров, а при варьировании параметров синтеза (напряжения и среды анодирования) можно добиться изменения диаметров и перепада высот полученного рельефа. Схематическое изображение структуры представлено на рисунке 1.

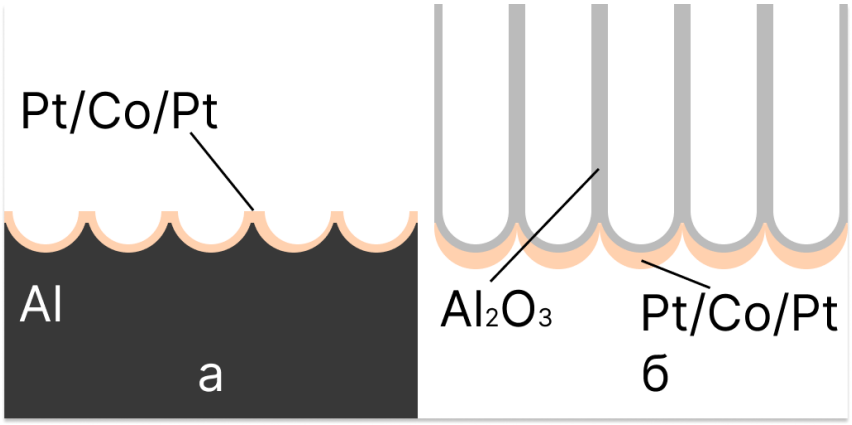


Рис. 1. Схематическое изображение структуры на а) нанократерах, б) нанокуполах

В ходе нашего исследования была подготовлена серия образцов тонких плёнок состава Pt(40)/Co(7)/Pt(20) методом магнетронного распыления (Omicron). В качестве подложек были использованы нанокупола и нанократеры различных диаметров и высот, подготовленных методом электрохимического анодирования алюминия. Помимо этого, был подготовлен референсный образец того же состава на поверхности подложки оксидированного кремния.

Морфология поверхности была изучена методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ, ThermalScientific SCIOS 2) и атомно-силовой микроскопии (АСМ, NT-MDT NTEGRA Aura). Магнитные свойства образцов определялись методом вибрационной магнитометрии (ВСМ, LakeShore VSM 7410). Для визуализации магнитной конфигурации была использована магнито-силовая микроскопия (АСМ, NT-MDT NTEGRA Aura). Помимо этого, было проведено микромагнитное моделирование процессов перемагничивания в программном пакете MuMax3.

По результатам исследования было выявлено значительное влияние диаметров и высот нанокуполов и нанократеров на магнитные свойства образцов.

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки России по государственному заданию (проект № FZNS-2023-0012).

Список использованной литературы:

1. B. Tudu, A. Tiwari Recent Developments in Perpendicular Magnetic Anisotropy Thin Films for Data Storage Applications // Vacuum. - 2017. - 146. -p. 329–341.
2. S. Wasef and H. Fariborzi Theoretical Study of Field-Free Switching in PMA-MTJ Using Combined Injection of STT and SOT Currents // Micromachines. - 2021. - 12. - 1345.
3. M.T. Johnson, R. Jungblut, P.J. Kelly, F.J.A. den Breeder Perpendicular magnetic anisotropy of multilayers: recent insights // J. Magn. Magn. Mater. - 1995. - 148. -p. 118–124.

УДК 539.216.2:537.624

Влияние температуры на магнитные свойства пленок Dy-Co/FeNi с обменным смещением

Русалина А.С.

аспирант, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет

Лепаловский В.Н.

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет

Степанова Е.А.

к. ф.-м. н., доцент, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет

Васьковский В.О.

д. ф.-м. н., профессор, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет

Курляндская Г.В.

д. ф.-м. н., профессор-исследователь, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет

Свалов А.В.

д. ф.-м. н., старший научный сотрудник, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитных свойств обменно-связанных плёнок Dy-Co/FeNi в широком интервале температур. Температурная зависимость спонтанной намагниченности ферримагнитного слоя является причиной смены порядка перемагничивания слоев при изменении температуры. Эффективность межслойного обменного взаимодействия слабо изменяется с температурой.*

Ключевые слова: *многослойные пленки, ферримагнетизм, магнитная компенсация, межслойное обменное взаимодействие, обменное смещение*

Influence of temperature on magnetic properties of Dy-Co/FeNi films with exchange bias

Rusalina A.S.

Ph.D. student, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Lepalovskij V.N.

Ph.D., Senior Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Stepanova E.A.

Ph.D., assistant Professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Vas'kovskiy V.O.

Dr.Sc., Professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Kurlyandskaya G.V.

Dr.Sc., Professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Svalov A.V.

Dr.Sc., Senior Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Annotation. *The work is devoted to the study of the magnetic properties of exchange-coupled Dy-Co/FeNi films in a wide temperature range. The temperature dependence of the spontaneous magnetization of the ferrimagnetic layer is the reason for the change in the order of magnetization reversal of the layers with a change in temperature. The efficiency of interlayer exchange interaction varies slightly with temperature.*

Keywords: *multilayer films, ferrimagnetism, magnetic compensation, interlayer exchange interaction, exchange bias*

Контроль ориентации магнитного момента в тонкопленочных элементах спинтроники является одним из ключевых моментов работы таких устройств. В частности, в спиновых клапанах для этого ферромагнитный слой связывают обменным взаимодействием с соседним антиферромагнитным слоем, синтетическим многослойным антиферромагнетиком или слоем, обладающим большой коэрцитивной силой. Пути оптимизации функциональных свойств указанных слоёв с учётом особенностей конкретных устройств и условий их применения продолжаются [1-3]. Среди перспективных материалов рассматриваются плёнки сплавов тяжелых редкоземельных элементов с железом и кобальтом, в частности, аморфные ферримагнитные плёнки Dy-Co [4,5]. В настоящей работе проведено исследование магнитных свойств обменно-связанных плёночных структур Dy-Co/FeNi в широком интервале температур, включающем температуру компенсации ферримагнитного слоя Dy-Co.

Плёнки $Dy_{20}Co_{80}$, $Fe_{20}Ni_{80}$ и обменно-связанные бислои Dy-Co(20 нм)/FeNi(40 нм) были получены ионно-плазменным напылением в атмосфере аргона. Осаждение на стеклянные подложки происходило в присутствии постоянного магнитного поля напряженностью 250 Э, ориентированного в плоскости подложки. Все образцы были защищены от окисления буферным и покрывающим слоями Ta толщиной 5 нм. Магнитные свойства исследовались с помощью измерительного комплекса MPMS-7XL в температурном интервале от 5 K до 300 K.

Характерные минимум на температурной зависимости намагниченности $M(T)$ и максимум на зависимости коэрцитивной силы $H_c(T)$ свидетельствуют о ферримагнитной природе плёнки $Dy_{20}Co_{80}$. Температура магнитной компенсации T_{comp} составила примерно 220 K. Плёнки Dy-Co, FeNi и двухслойные плёнки Dy-Co/FeNi обладали наведённой одноосной магнитной анизотропией в плоскости образца, ось легкого намагничивания (ОЛН) которой совпадает с направлением магнитного поля, присутствовавшего во время напыления.

На рис. 1 показаны петли гистерезиса, измеренные вдоль ОЛН на плёнке Dy-Co/FeNi при разных температурах. Особенности перемагничивания плёнки определяются балансом энергий Зеемана, магнитной анизотропии и межслойного обмена, который ориентирует параллельно магнитные моменты слоя FeNi и магнитной подрешётки Co слоя Dy-Co. При T = 5 K в суммарном магнитном моменте слоя Dy-Co доминирует момент Dy, следовательно, в отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты слоёв Dy-Co и FeNi упорядочены антипараллельно. При этом поведение пленки Dy-Co/FeNi во многом аналогично поведению «обменной» или «спиновой пружине». Одним из таких признаков является смещенная безгистерезисная частная петля перемагничивания магнитомягкого слоя (вставка на рис. 1,а). Сильное внешнее поле выстраивает магнитные моменты слоев параллельно друг другу, что сопровождается возникновением и сжатием межслойной магнитной неоднородности типа

доменной границы. Уменьшение поля сопровождается разворотом магнитного момента слоя FeNi и исчезновением межслойной магнитной границы (рис. 1,а). Энергию границы можно оценить, используя известное выражение:

$$\sigma_w = 4(AK_u)^{1/2}, \quad (1)$$

где A – константа обменного взаимодействия, K_u – константа анизотропии. Подставляя в данное выражение соответствующие значения A и K_u для FeNi и Dy-Co получаем σ_w = 0.2 erg/cm^2, если граница формируется в слое FeNi, и σ_w = 2.1 erg/cm^2, если граница формируется в слое Dy-Co. Сравнение двух величин σ_w заставляет предположить, что граница формируется в слое FeNi.

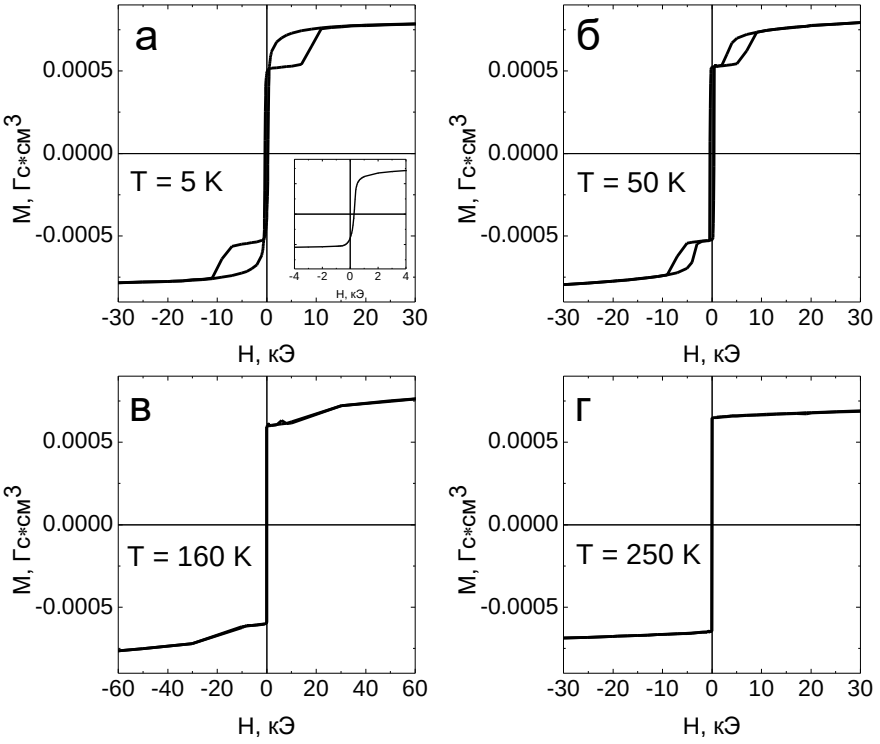


Рис. 1. Петли гистерезиса для пленок Dy-Co/FeNi, измеренные при разных температурах

Увеличение температуры образца сопровождается уменьшением момента слоя Dy-Co и его энергии во внешнем поле. Это приводит к смене последовательности перемагничивания слоев: при уменьшении поля сначала перемагничивается слой Dy-Co, и магнитные моменты слоев выстраиваются антипараллельно (рис. 1,б,в). Увеличение температуры приводит и к исчезновению гистерезиса на петле слоя Dy-Co (рис. 1,в). Скорее всего, это связано с уменьшением K_u слоя Dy-Co и частичным перемещением межслойной магнитной границы в этот слой.

На рис. 2 показана температурная зависимость поля смещения H_{eb}, определённого как координата центра смещённой петли гистерезиса. Резкий скачок величины H_{eb} при T = 50 K обусловлен тем, что изменилась последовательность перемагничивания слоёв. Последующий рост H_{eb} связан с уменьшением магнитного момента слоя Dy-Co при приближении к T_{comp}. Эффективность межслойного обменного взаимодействия характеризуется величиной константы j, которую можно оценить, используя известное выражение:

$$H_{eb} = j/M_b t_b, \quad (2)$$

где M_b и t_b - намагниченность и толщина слоя, который характеризуется смещенной петлей.

Результаты вычислений *j* приведены на рис. 2,б. Полагая, что межслойная связь в плёнках Dy-Co/FeNi в основном определяется обменным взаимодействием моментов слоя FeNi и подрешетки Co слоя Dy-Co, можно было ожидать температурной независимости *j*. Наблюдаемый разброс величин *j*, скорее всего, отражает тот факт, что величина H_{eb} определяется особенностями формирования межслойной магнитной границы, а они изменяются при изменении температуры.

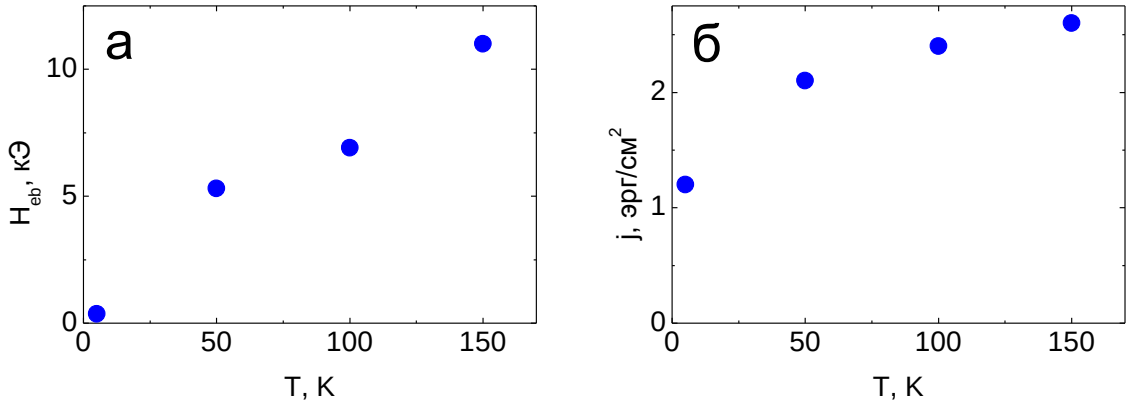


Рис. 2. Температурные зависимости поля смещения (а) и константы поверхностного межслойного взаимодействия (б) в плёнке Dy-Co/FeNi

При $T > T_{comp}$ магнитные моменты слоев Dy-Co и FeNi оказываются упорядочены ферромагнитно, в магнитном поле плёнка Dy-Co/FeNi ведёт себя как единое целое (рис. 1,г).

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России FEUZ-2023–0020.

Список использованных источников:

1. Гермизина А.А., Наумова Л.И., Миляев М.А. и др. Формирование обменного смещения и анизотропия формы в микрообъектах на основе спиновых клапанов // ФТТ – 2023. –Т. 65, вып. 8. – С. 1348–1354.
2. Фещенко А.А., Москалев М.Е., Северова С.В. и др. Влияние структурно-композиционных факторов на реализацию эффекта обменного смещения в пленках (Cr–Mn)/$Fe_{20}Ni_{80}$ // ФММ – 2023. –Т. 124, вып. 9. –С. 830–837.
3. Svalov A.V., Lepalovskij V.N., Gorkovenko A.N., et al. Spin reorientation transition and exchange bias in hard/soft Tb–Co/FeNi films // IEEE Trans. Magn. – 2022. –V. 58. – P. 2100605-5.
4. Исхаков Р.С., Середкин В.А., Столяр С.В. и др. Эффекты обменного взаимодействия в двухслойных пленках Dy_xCo_{1-x}/NiFe вблизи компенсационных составов аморфных сплавов DyCo // Письма в ЖЭТФ – 2004. –Т. 80, вып. 10. – С. 743–747.
5. Chen K., Philippi-Kobs A., Lauter V., et al. Observation of a chirality-induced exchange-bias effect // Phys. Rev. Appl. – 2019. –V. 12. – P. 024047-10.

УДК 537.622

Влияние температуры на преобразование доменной структуры в гетероструктуре Co/Pd/Co

Шашков И.В.

к.ф.-м.н., доцент, ИПТИП РТУ МИРЭА

Кабанов Ю.П.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики твердого тела РАН

Горнаков В.С.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Институт физики твердого тела РАН

Аннотация. *Работа посвящена изучению влияния температуры на процесс перемагничивания двух ферромагнитных слоев кобальта, разделенных немагнитным слоем палладия. Показано, что при определенных толщинах слоя Pd происходит переход от независимого движения доменных границ в ферромагнитных слоях к связанному. Понижение температуры приводит к смещению области перехода в сторону больших толщин прослойки Pd, что указывает на усиление обменной связи между слоями кобальта.*

Ключевые слова: *межслоевое обменное взаимодействие; ферромагнитные гетероструктуры; перпендикулярная магнитная анизотропия; доменные стенки; Керр-микроскопия*

Temperature effect on the transformation of domain structure Co/Pd/Co heterostructure

Shashkov I.V.

Ph.D., associate professor, Institute of advanced Technologies and industrial Programming MIREA – Russian Technological University

Kabanov Yu.P.

Ph.D., senior researcher, Institute of Solid State Physics A.Yu. Osipyan Russian Academy of Sciences

Gornakov V.S.

Dr.Scs., head researcher, Institute of Solid State Physics A.Yu. Osipyan Russian Academy of Sciences

Annotation. *The work is devoted to studying the influence of temperature on the process of magnetization reversal of two ferromagnetic cobalt layers separated by a non-magnetic palladium layer. It is shown that at certain thicknesses of the Pd layer, a transition occurs from independent motion of domain walls in ferromagnetic layers to coupled motion. A decrease in temperature leads to a shift of the transition region towards larger thicknesses of the Pd interlayer, which indicates an increase in the exchange coupling between the cobalt layers.*

Keywords: *interlayer exchange coupling; ferromagnetic heterostructure; perpendicular magnetic anisotropy; domain wall; Kerr microscopy*

Введение

Тонкослойные магнитные гетероструктуры с перпендикулярной магнитной анизотропией являются объектом фундаментальных и прикладных исследований на протяжении долгого времени [1]. На сегодняшний день установлено, что процесс перемагничивания ферромагнитных слоев определяется не только их магнитными свойствами ~~данного слоя~~, но и

характером взаимодействия этих слоев между собой. Это межслоевое взаимодействие обусловлено несколькими механизмами [2]: прямым обменом через точечные отверстия в немагнитной прослойке, магнитостатикой, вызванной шероховатостью интерфейсов и полями рассеяния, создаваемыми доменной структурой, обменом, обусловленным поляризацией прослойки из немагнитного металла, обладающего сильным спин-орбитальным взаимодействием, и косвенным обменом через электроны проводимости (RKKI взаимодействие). В последнем случае межслоевое взаимодействие может меняться от ферромагнитного к антиферромагнитному и наоборот в зависимости от толщины прослойки, при этом амплитуда таких осцилляций убывает с ростом толщины этой прослойки [3]. Связь между слоями также может изменяться под влиянием температуры [4,5]. В настоящей работе изучалась кинетика перемагничивания трехслойной структуры при различных толщинах немагнитной прослойки Pd в широком диапазоне температур. Получена зависимость перехода от несвязанного к связанному движению доменных границ в ферромагнитных слоях Co от температуры и толщины слоя Pd.

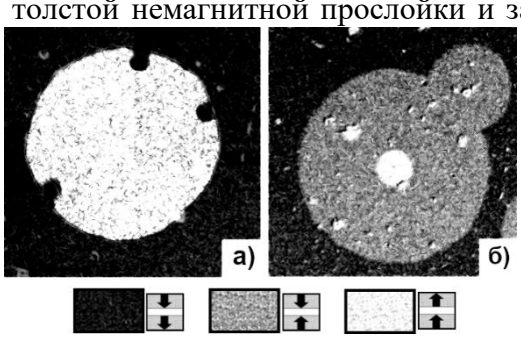
Описание эксперимента

В работе исследовалось перемагничивание гетероструктуры Ta(2 нм)/Pd(1 нм)/Co(0.4 нм)/Pd(t)/Co(0.4 нм)/Pd(1 нм)/Ta(2 нм) нанесенной магнетронным напылением на окисленную кремниевую подложку площадью 50x5 мм^2 при комнатной температуре. Толщина прослойки из палладия t линейно возрастала вдоль длинной стороны образца от 0 нм до 10 нм. После выращивания структуры ее разрезали на 10 равных частей по 5 мм длиной. Визуализация доменной структуры и перемагничивание образцов исследовались с помощью полярного магнитооптического (МО) эффекта Керра. Измерения проводились в широком диапазоне температур от 150 К до 300 К. Магнитное поле перпендикулярное к плоскости плёнки амплитудой до 2500 Э создавалось соленоидом. Домены в нижнем и верхнем слое идентифицировали по различному магнитооптическому контрасту, обусловленному различной величиной отраженного света от нижнего и верхнего ферромагнитных слоев.

Результаты и обсуждение

Исследуемая гетероструктура имела сильную перпендикулярную магнитную анизотропию для всех толщин немагнитной прослойки Pd. На рис.1 а и б представлены МО изображения доменной структуры для двух противоположных краев образца, отличающихся толщиной прослойки палладия. Как и в [6] при перемагничивании слоев Co при толщине палладия меньше некоторой критической t_{CR} наблюдается только два уровня интенсивности: темный, когда намагниченности в обоих слоях направлены вниз, и светлый, когда намагниченности в слоях направлены вверх. В данной области из-за сильной ферромагнитной связи между слоями Co их перемагничивание возможно только одновременно в поле $H \geq H_{C2} = 170$ Э. Если толщина прослойки палладия больше t_{CR}, то при перемагничивании наблюдается три уровня МО интенсивности: светлый (намагниченности направлены вверх), темный (намагниченности направлены вниз) и промежуточный (намагниченности в слоях направлены навстречу друг другу). Из анализа уровней интенсивностей было установлено, что в этом случае сначала перемагничивание идет в верхнем слое в поле $H \geq H_{C1} = 40$ Э, а затем в нижнем слое при приложении поля $H \geq H_{C2} = 170$ Э. Процесс перемагничивания начинается с зарождения доменов новой фазы на структурных дефектах пленки или её краях, затем продолжается за

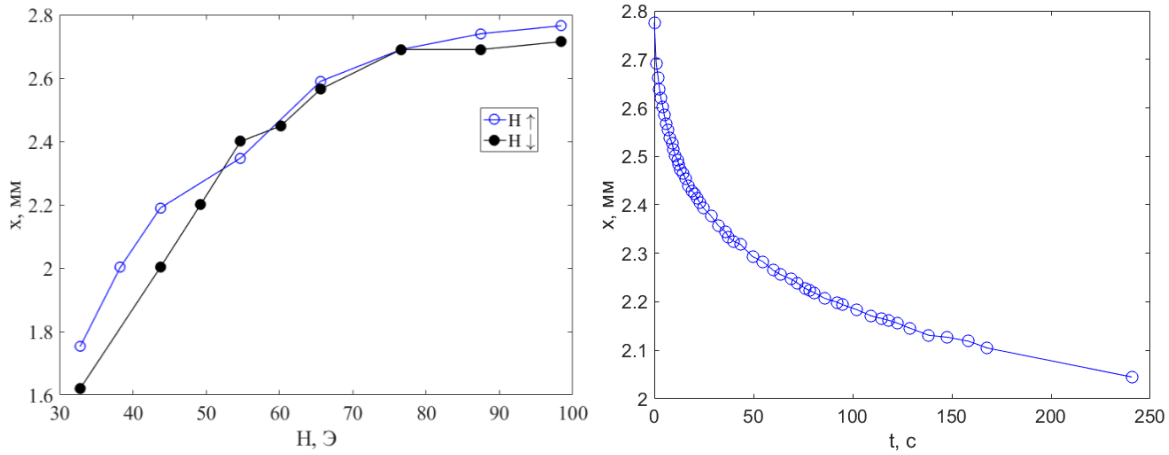
счет движения доменных границ. Стоит отметить, что подвижность границ верхнего слоя больше в области более толстой немагнитной прослойки и заметно больше подвижности в



области связанного движения границ.

Рис. 1. Примеры доменной структуры в области сильной (а – толщина прослойки около 3 нм) и слабой (б – толщина прослойки около 5 нм) межслоевой связи. Внизу стрелками показано направление намагниченности в слоях в зависимости от интенсивности света.

Для определения координаты перехода между этими областями был использован метод предложенный в [5]. А именно, доменную границу в верхнем слое с помощью серии коротких импульсов магнитного поля двигали от толстого края клина к тонкому. Постепенно граница замедлялась и останавливалась, когда поле было недостаточно велико для дальнейшего продвижения. На рис. 2а приведена зависимость координаты остановки границы от амплитуды импульсов внешнего поля при комнатной температуре. Видно, что граница при увеличении поля смещается от положения с координатой x = 1,6 мм, которой соответствует толщина Pd t = 4,7 нм в сторону координаты x = 2,8 мм с t = 4,4 нм. Координата x = 2,7 мм соответствует положению стабилизации границы с t = t_{CR}, после которого независимое движение границ невозможно. Данная зависимость при обращении намагниченности в слоях и изменении полярности продвигающего поля не меняется. При выключении продвигающего поля наблюдается релаксация доменной границы в область с более толстой прослойкой палладия, как следует из рис. 2б. Из анализа поведения границы после приложения поля и его снятия следует, что связь между слоями ферромагнитная. Принимая в расчет коэрцитивность верхнего слоя оценена зависимость эффективного поля и энергии межслоевого обменного взаимодействия от толщины прослойки Pd.

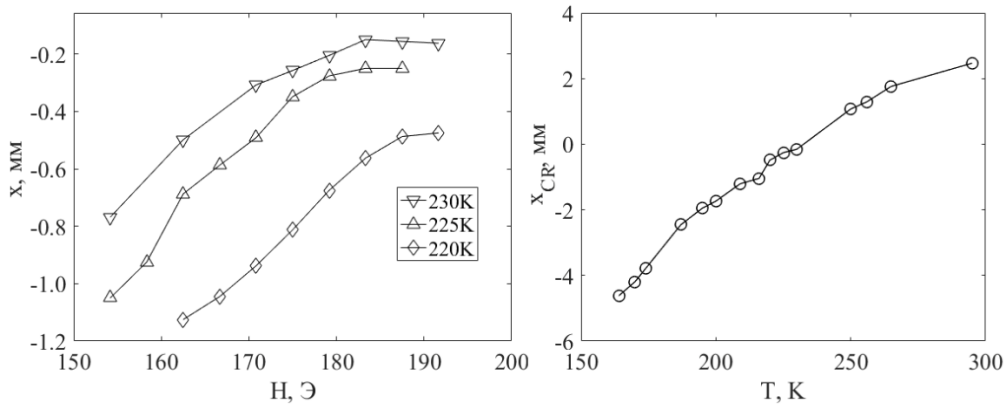


а) *б)*

Рис. 2. а) Положение остановки границы в верхнем слое от величины внешнего поля. б) Релаксация границы в верхнем слое после снятия внешнего поля.

При охлаждении образца были получены аналогичные зависимости координаты остановки границы от поля, как представлено на рис. 3а. Видно, что вид зависимостей при понижении

температуры сохраняется, только координата остановки смещается в область более толстых значений прослойки Pd. На рис. 3б приведена зависимость координаты стабилизации (x_{CR}) границы в верхнем слое от температуры. Координата x = 0 мм соответствует месту стыковки двух соседних кусков образца с толщиной прослойки палладия t = 5 нм.



а) *б)*

Рис. 3. а) Положение остановки границы в верхнем слое от величины внешнего поля для трех температур. б) Положение стабилизации границы в верхнем слое от температуры образца.

Полученные результаты показывают, что наблюдаемое положение x_{CR} стабилизации доменной стенки, как и поле коэрцитивности H_{C1}, в верхнем слое сильно зависит от температуры.

Таким образом, с помощью магнитооптической микроскопии Керра проведено экспериментальное изучение эволюции доменной структуры в магнитной гетероструктуре Co/Pd/Co. Получены и проанализированы зависимости положения стабилизации границы в слое Co от температуры, которые позволили выявить влияние температуры на магнитные свойства гетероструктуры при различных толщинах прослойки Pd между слоями Co. Установлено, что обменное взаимодействие между слоями усиливается с понижением температуры, что приводит к формированию сильно связанного состояния доменов в слоях при более толстых прослойках палладия.

Список использованных источников:

1. Lu B., Klemmer T., Wierman K., Ju G.P., Weller D., Roy A.G., Laughlin D.E., Chang C.H., and Ranjan R., Study of stacking faults in Co-alloy perpendicular media // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91. – P. 8025.

2. Matczak M., Schäfer R., Urbaniak M., Kuświk P., Szymański B., M. Schmidt M., Aleksiejew J., Stobiecki F., Influence of domain structure induced coupling on magnetization reversal of Co/Pt/Co film with perpendicular anisotropy // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2017. – V. 422. – P. 465.

3. Robinson M., Au Y., Knepper J.W., Yang F.Y., Sooryakumar R., Magnetic imaging of layer-by-layer reversal in Co Pt multilayers with perpendicular anisotropy // Phys. Rev. B. – 2006. – V. **73**. – P. 224422.

4. Xie X. P., Zhao X. W., Knepper J. W., Yang F. Y., and Sooryakumar R., Evolution of magnetic domain reversal with temperature in Co/Pt multilayers observed by magneto-optical Kerr imaging // Phys. Rev. B. – 2007. – V. **76**. – P. 184433.

5. Gornakov V. S., Shashkov I.V., Tikhomirov O. A., Kabanov Yu. P., Spacer Thickness and Temperature Dependences of the Interlayer Exchange Coupling in a Co/Pt/Co Three-Layer Structure // Magnetochemistry. – 2023. – V. 9. – P. 176.

6. Shull R. D., Iunin Y. L., Kabanov Y.P., Nikitenko V.I, Skryabina O.V. et al. Influence of Pt spacer thickness on the domain nucleation in ultrathin Co/Pt/Co trilayers // J. Appl. Phys. – 2013. – V. 113. – P. 17C101.

Действие даже самого крохотного существа приводит к изменениям во всей Вселенной.

Никола Тесла

Сальвадор Дали «Мадонна Порт-Льигата» (1949)

Секция 9. Магнитные наноструктуры. Малые магнитные частицы

УДК 537.9

Особенности магнитотранспорта нанокомпозитных пленок $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ вблизи порога перколяции в условиях проявления обменных и со-туннельных эффектов

Николаев С.Н.

к.ф.-м.н., в.н.с., Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Черноглазов К.Ю.

к.ф.-м.н., н.с., Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Ситников А.В.

д.ф-м.н., профессор, Воронежский государственный технический университет

Талденков А.Н.

к.ф.-м.н., с.н.с., Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Васильев А.Л.

к.ф.-м.н., в.н.с., Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Грановский А.Б.

д.ф.-м.н., профессор, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Рыльков В.В.

д.ф.-м.н., г.н.с., Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Аннотация. *В полях до 14 Тл при температурах 4-200 К изучен скейлинг в поведении сопротивления аномального эффекта Холла (АЭХ) ρ_{AHE} от продольного сопротивления ρ в нанокомпозитных (НК) пленках $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ в диапазоне содержания металлической фазы $x \approx 35$-60 ат.%. При $x \approx 44$-60 ат.% в температурной зависимости проводимости наблюдается логарифмический закон $\sigma \propto \ln T$, который при $x \approx 35$-43 ат.% переходит в закон $\ln\sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$, характерный для со-туннельных процессов переноса в НК. Обнаружено, что степень n в скейлинговой зависимости $\rho_{AHE} \propto [\rho(x)]^n$ ведет себя немонотонно: в диапазонах $x \approx 35$-44 ат.% и $x \approx 50$-60 ат.% наблюдается явный рост показателя ($n \approx 0.31$-0.45 и $n \approx 0.48$-0.73, соответственно), а в интервале $x \approx 44$-50 ат.% величина n практически не изменяется ($n \approx 0.45$-0.48). Мы полагаем, что области изломов в зависимости $n(x)$ указывают на изменение механизма проводимости НК и определяют порог перколяции (при $x_p \approx 50$ ат.%) и переход металл-диэлектрик ($x_c \approx 44$ ат.%), которые в данных системах не совпадают. Особенности механизма АЭХ ниже x_p связываются с коррелированным изменением вероятности со-туннельных переходов в совокупности из более 3-х центров под действием спин-орбитального взаимодействия.*

Ключевые слова: *нанокомпозиты, порог перколяции, аномальный эффект Холла*

Features of the magnetotransport in $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ nanocomposite films near percolation threshold in conditions of the exchange and cotunneling effects

Nikolaev S.N.

Ph.D., National Research Center “Kurchatov Institute”

Chernoglazov K.Yu.

Ph.D., National Research Center “Kurchatov Institute”

Sitnikov A.V.

Dr.Sc., professor, Voronezh State Technical University

Taldenkov A.N.

Ph.D., National Research Center “Kurchatov Institute”

Vasiliev A.L.

Ph.D., National Research Center “Kurchatov Institute”

Granovsky A.B.

Dr.Sc., professor, Lomonosov Moscow State University

Rylkov V.V.

Dr.Sc., National Research Center “Kurchatov Institute”

Annotation. *In fields up to 14 T at temperatures of 4-200 K, scaling behavior of the anomalous Hall effect (AHE) resistance ρAHE from the longitudinal resistance ρ in nanocomposite (NC) films $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ in the range of metal content phase $x \approx 35$-60 at.% were studied. At $x \approx 44$-60 at.%, a logarithmic law $\sigma \propto lnT$ is observed in the temperature dependence of conductivity, which at $x \approx 35$-43 at.% turns into the law $ln\sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$, characteristic of co-tunnel transport processes in NC. It was found that the degree n in the scaling dependence $\rho AHE \propto [\rho(x)]^n$ behaves non-monotonically: in the ranges $x \approx 35$-44 at.% and $x \approx 50$-60 at.% there is a clear increase in the indicator ($n \approx 0.31$- 0.45 and $n \approx 0.48$-0.73, respectively), and in the range $x \approx 44$-50 at.% the value of n practically does not change ($n \approx 0.45$-0.48). We believe that the kink regions in the n(x) dependence indicate a change in the NC conductivity mechanism and determine the percolation threshold (at $x_p \leq 50$ at.%) and the metal-insulator transition ($x_c \geq 44$ at.%), which do not match up in these systems.. The features of the AHE mechanism below x_p are associated with a correlated change in the probability of co-tunnel transitions in the aggregate of more than 3 centers under the influence of spin-orbit interaction.*

Keywords: *nanocomposite, percolation threshold, anomalous Hall effect*

В зависимости от температуры и содержания гранул магнитные нанокомпозиты (НК) могут находиться в однодоменном, суперпарамагнитном или неоднородно-магнитном состоянии, сопровождаемом формированием ниже порога перколяции суперферромагнитных (СФМ) областей с межгранульным обменным взаимодействием ФМ-типа [1], которое может значительно усиливаться в НК с высокой диэлектрической проницаемостью матрицы ε_d из-за ослабления кулоновской блокады [2]. Такого рода объекты представляют интерес как для физики многочастичных взаимодействий, так и для прикладных приложений, поскольку в СФМ состоянии НК обладают рекордно низкой коэрцитивной силой, что делает их перспективными для создания радиопоглощающих покрытий [1, 2]. Однако, до сих пор отсутствуют комплексные исследования магнетосопротивления (МС) и аномального эффекта

Холла (АЭХ) данных систем, которые могут содержать ценную информацию о магнитном их состоянии и режимах транспорта в условиях проявления СФМ упорядочения.

В работе представлены результаты исследования МС и АЭХ в полях до 14 Тл пленочных НК $(CoFeB)_x(LiNbO_{3-y})_{100-x}$ (x = 35-60 ат.%), синтезированных методом ионно-лучевого распыления составных мишеней на SiO_2/Si подложки, с акцентом на изучение особенностей, возникающих в окрестности перколяционного перехода ($x_p \approx 50$ ат.%). Пленки НК представляли собой ансамбль хаотично расположенных CoFeB гранул размером 2-4 нм в аморфной матрице $LiNbO_{3-y}$ (для стехиометрического a-$LiNbO_3$ $\varepsilon_d \sim 50$). Для НК с $x \approx$ 44-60 ат.% в температурной зависимости проводимости наблюдается логарифмический закон $\sigma \propto \ln T$, смещающийся с понижением x в область высоких температур, который при $x <$ 44 ат.% переходит в закон «1/2» $\ln\sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$, характерный для со-туннельных процессов переноса в НК [3]. Ниже перколяционного перехода в диапазоне T=3-250 К обнаружена сильно немонотонная температурная зависимость МС НК - МС имеет минимум при 40 К, резко возрастая при понижении температуры [4] (рис.1а). Такое поведение МС объясняется сосуществованием в НК СФМ областей. При этом увеличение отрицательного МС при $T >$ 40 К обусловлено разрушением СФМ упорядочения, а рост МС при $T <$ 40 К связан с процессами упругого со-туннелирования через цепочки гранул. В условиях насыщения намагниченности проявляется дополнительный отрицательный вклад, обусловленный, вероятно, эффектами квантовой интерференции [4].

Обнаружено, что степень n в скейлинговой зависимости сопротивления АЭХ, $\rho_{AHE} \propto \rho^n = (1/\sigma)^n$, ведет себя немонотонно: в диапазонах $x \approx$ 35-44 ат.% и $x \approx$ 50-60 ат.% наблюдается явный рост показателя ($n \approx$ 0.31-0.45 и $n \approx$ 0.48-0.73, соответственно), а в интервале $x \approx$ 44-50 ат.% величина n практически не изменяется ($n \approx$ 0.45-0.48) (рис. 1б). При этом в концентрационном поведении $\sigma(x)$ область перехода от слабой к экспоненциальной зависимости $\sigma(x)$ довольно сильно размыта и не содержит ярких особенностей в диапазоне $x \approx$ 44-60 ат.% (рис. 1в). Мы полагаем, что локальные области изломов в зависимости $n(x)$ указывают на изменение механизма проводимости НК и определяют порог перколяции ($x_p \approx$ 50 ат.%) и переход металл-диэлектрик ($x_c \approx$ 44 ат.%), которые в данных системах не совпадают. Т.е., определяемый механизмом АЭХ показатель степени n, гораздо сильнее отражает транспортные особенности НК при изменении его состава, чем вид температурной зависимости сопротивления. Особенности механизма АЭХ ниже порога перколяции связываются с коррелированным изменением вероятности со-туннельных переходов в совокупности из более 3-х центров под действием спин-орбитального взаимодействия [5].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-19-00171.

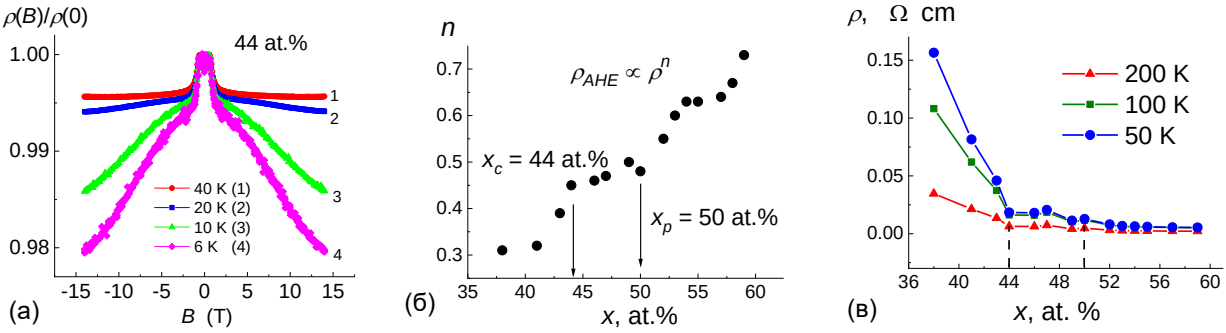


Рис. 1 – (а) магнитополевые зависимости сопротивления при различных температурах, (б) концентрационная зависимость показателя скейлинга, (в) концентрационные зависимости сопротивления при различных температурах

Список использованных источников:

1. Bedanta S., Kleemann W. Supermagnetism // J. Phys. D. – 2009. – V.42. – P. 013001.

2. Udalov O.G., Beloborodov I.S. Competition of the Coulomb and hopping-based exchange interactions in granular magnets // Phys. Rev. B. – 2017. – V.95. – P. 045427.

3. Feigel'man M.V., Ioselevich A.S. Variable range cotunneling and conductivity of granular metal // JETP Lett. – 2005. – V.81. - P. 227.

4. Николаев С.Н. и др. Особенности скейлинга аномального эффекта Холла в нанокомпозитных пленках $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ ниже порога перколяции: Проявление со-туннельной холловской проводимости? // Письма в ЖЭТФ. – 2023. - Т.118. - С. 519.

5. Николаев С.Н. и др. Аномальное поведение туннельного магнетосопротивления в нанокомпозитных пленочных структурах $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$/Si ниже порога перколяции: Проявления со-туннельных и обменных эффектов // Письма в ЖЭТФ. – 2023. – Т. 118. – С. 46.

УДК 537.636

Положительное продольное магнитосопротивление наноструктур Ta/Dy/Ta и Ta/FeMn/Ta

Наумова Л.И.

к.ф.-м.н., с.н.с. Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Заворницын Р.С.

к.ф.-м.н., м.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Миляев М.А.

д.ф.-м.н., зав. лабораторией, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Максимова И.К.

м.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Проглядо В.В.

н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Устинов В.В.

академик РАН, профессор, научный руководитель института, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Положительное продольное магнитосопротивление обнаружено в наноструктурах Ta/Dy/Ta и Ta/FeMn/Ta. Величина магнитосопротивления и характер температурной зависимости магнитосопротивления связаны со спиновой аккумуляцией и сочетанием прохождения и отражения спинового тока в интерфейсе магнитный металл/металл с сильным спин-орбитальным взаимодействием.*

Ключевые слова: *магнитосопротивление, спиновый эффект Холла, спиновый ток, спиновая аккумуляция, β-тантал*

Positive longitudinal magnetoresistance of Ta/Dy/Ta and Ta/FeMn/Ta nanostructures

Naumova L.I.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Zavornitsyn R.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Junior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Milyaev M.A.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Head of laboratory, Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Maksimova I.K.

Junior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Proglyado V.V.

Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Ustinov V.V.

Academician of the RAS, Professor, Scientific director of the institute, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Annotation. *Positive longitudinal magnetoresistance was found in Ta/Dy/Ta and Ta/FeMn/Ta nanostructures. The value of magnetoresistance and the nature of the temperature dependence of magnetoresistance are associated with spin accumulation and a combination of the passage and reflection of spin current at the interface between magnetic metal/metal with strong spin-orbit interaction.*

Keywords: *magnetoresistance, spin Hall effect, spin current, spin accumulation, β-tantalum*

Продольное положительное магнитосопротивление тонких пленок металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием было теоретически предсказано Дьяконовым [1]. Этот вид магнитосопротивления был назван магнитосопротивлением Ханле, по аналогии с эффектом магнитооптики, и обнаружен экспериментально в работах [2 и 3]. Магнитосопротивление Ханле появляется из-за сочетания прямого и обратного эффектов Холла. Электрический ток в тонкой пленке сопровождается к аккумуляцией электронов с противоположными спинами вблизи границ пленки. Это приводит к спиновому току вдоль нормали к поверхности пленки. Обратный спиновый эффект Холла, в свою очередь, индуцирует дополнительный зарядовый ток, сонаправленый исходному электрическому току. Сопротивление вблизи границ пленки уменьшается. Приложенное вдоль электрического тока магнитное поле подавляет спиновую аккумуляцию, что приводит к возрастанию электросопротивления.

Если слой металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием находится в составе наноструктуры, то аккумуляция спинов на границах слоя может приводить к изменению магнитного состояния наноструктуры. Использование спиновых токов для управления магнитными моментами слоев наноструктуры открывает перспективу создания новых экономичных элементов микроэлектроники. В наноструктурах близость слоев металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием и других магнитных материалов существенно влияет на аккумуляцию спинов. В интерфейсе магнитный металл/металл с сильным спин-орбитальным взаимодействием спиновый ток взаимодействует с магнитным моментом **M** соседнего магнетика. Прохождение спинового тока в слой магнетика или отражение обратно в слой металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием происходит, соответственно при ортогональной или коллинеарной взаимной ориентации **M** и вектора спиновой поляризации **S**.

В настоящей работе проведено исследование продольного магнитосопротивления наноструктур Ta/Dy/Ta и Ta/FeMn/Ta, содержащих материалы с разным видом магнитного упорядочения и слои β-Ta, который обладает большой величиной спинового угла Холла. Интерпретация результатов проведена на качественном уровне, с учетом условий спиновой аккумуляции на границах слоев тантала.

Содержащие слои β-Ta наноструктуры Ta(4нм)/Dy(2нм)/Ta(4нм), Ta(4нм)/$Fe_{50}Mn_{50}$(2нм)/Ta(4нм) и пленки β-Ta(4нм) изготовлены методом магнетронного напыления на подложках из стекла. Микрообъекты в виде мостов Холла сформированы при

помощи фотолитографии.

Исследования микроструктуры слоев диспрозия методом рентгеновской дифрактометрии (рисунок 1) показали, что при толщине слоя t_{Dy}=30 нм в диспрозии формируется гексагональная плотно упакованная (ГПУ) структура с двухкомпонентной текстурой <10-10> и <0002>, при которой оси магнитного геликоида, соответственно, лежат в плоскости пленки и ортогональны ей. При t_{Dy}=10 нм на дифрактограмме имеются лишь два слабых пика. Один из них принадлежит плоскостям (0002) ГПУ, а второй - плоскостям (111) гранецентрированной кубической (ГЦК) решетки. Формирование ГЦК структуры в тонких слоях диспрозия ранее наблюдали ранее [4].

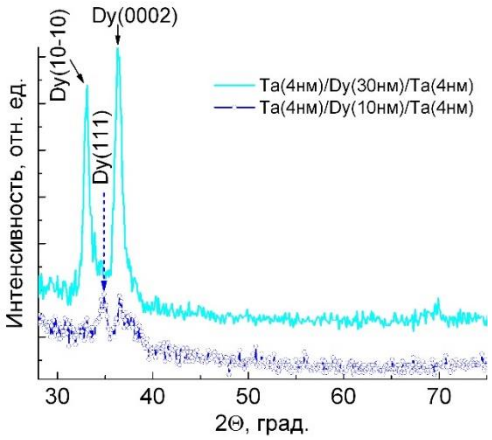


Рис.1. Рентгеновские дифрактораммы наноструктур Ta(4нм)/Dy(t_{Dy})/Ta(4нм) с толщинами t_{Dy}=30 и 10 нм.

Для пленки Ta и наноструктур Ta/Dy/Ta и Ta/FeMn/Ta были измерены зависимости электросопротивления от поля, приложенного в плоскости пленки параллельно току. Величину магнитосопротивления Ханле оценивали как $MR_{Hanle} = (R(H) - R(0))/R(0)$ где $R(H)$ и $R(0)$ – сопротивление образцов в поле H и в поле $H = 0$, соответственно. В исследуемом интервале полей от -20 до 20 кЭ ни одна из зависимостей $MR_{Hanle}(H)$ не достигла насыщения, поэтому величину максимального магнитосопротивления оценивали для H =20 кЭ. Полученные магниторезистивные кривые и температурные зависимости максимального MR_{Hanle} показаны на рисунке 2.

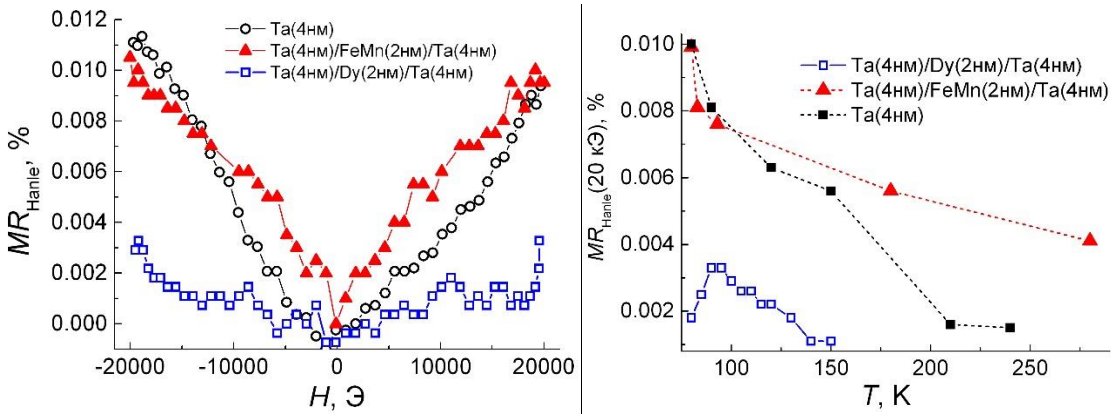


Рис. 2. Зависимости $MR_{Hanle}(H)$(слева) и температурные зависимости MR_{Hanle}(20кЭ) (справа) для пленки β-Ta(4нм) и наноструктур Ta(4нм)/Dy(2нм)/Ta(4нм) и Ta(4нм)/FeMn(2нм)/Ta(4нм).

Манитосопротивление тонких пленок β-Ta было экспериментально и теоретически

исследовано в работе [5]. В частности, было показано, что величина продольного магнитосопротивления существенно зависит от условий спиновой аккумуляции на границах пленки. В наноструктурах Ta/FeMn/Ta, и Ta/Dy/Ta имеется по два слоя тантала, у которых одна из поверхностей соседствует с антиферромагнитным сплавом FeMn или с редкоземельным металлом Dy. Слой Dy толщины 2 нм в исследуемом интервале температур находится в парамагнитном состоянии. Условия отражения/прохождения спинового тока и, соответственно, спиновой аккумуляции на границах слоев β-Ta в Ta/FeMn/Ta, и Ta/Dy/Ta различны. Если рассматривать слои β-Ta(4нм) в наноструктурах как два параллельных проводника, без учета эффектов на границе с другим магнетиком, то их магнитосопротивление такое же, как у одного свободного слоя β-Ta толщиной 4нм.

Величина магнитосопротивления для наноструктуры Ta/FeMn/Ta при T = 80 - 100 K близка к магнитосопротилению пленки β-Ta, а при повышении температуры становится больше, чем MR_{Hanle} отдельной пленки β-Ta. Мосты Холла литографически изготовлены так, что при прохождении тока вектор спиновой поляризации **S** на границе слоя тантала коллинеарен вектору антиферромагнетизма в слое FeMn. Реализуется ориентация **S** || **M**, в интерфейсах Ta/FeMn отражение спинового тока обратно в слой β-Ta преобладает над прохождением, что способствует спиновой аккумуляции на границах тантала. Магнитосопротивление наноструктуры Ta/Dy/Ta при всех температурах значительно ниже, чем для Ta/Dy/Ta. Угол отклонения вектора **S** от локальных магнитных моментов в Dy варьируется в широком диапазоне. Соответственно, большая часть спинового тока проходит через интерфейс Ta/Dy, что уменьшает спиновую аккумуляцию на границах β-Ta и магнитосопротивление Ханле. При T < 90 K понижение температуры сопровождается не возрастанием, а уменьшением величины магнитосопротивления. Вероятно, при этих температурах в слое диспрозия начинает формироваться геликоидальное магнитное упорядочение. Магнитное поле величиной более чем ≈ 11 кЭ деформирует геликоид. Уменьшается угол рассеяния локальных магнитных моментов в диспрозии, а средний угол отклонения их от **S** возрастает. Это приводит к уменьшению аккумуляции спинов на границах слоя β-Ta и магнитосопротивления Ханле в наноструктуре Ta/Dy/Ta.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Спин», № 122021000036-3)

Список использованных источников:

1. Dyakonov M. I. Magnetoresistance due to Edge Spin Accumulation // Phys. Rev. Lett. – 2007. V.99. –P.126601.

2. Vélez S., Golovach V.N., Bedoya-Pinto A., Isasa M. et al, Hanle Magnetoresistance in Thin Metal Films with Strong Spin-Orbit Coupling // Phys. Rev. Lett. – 2016. – V.116. – P.016603.

3. Wu H., Zhang X., Wan C. H., Tao B. S., Huang L., Kong W. J., and Han X. F. Hanle magnetoresistance: The role of edge spin accumulation and interfacial spin current // Phys. Rev. B. – 2016. – V.94. – P. 174407.

4. Scheunert G., Hendren W. R., Lapicki A. A., Jesudoss P., Hardeman R, Gubbins M. and Bowman R. M. Improved magnetization in sputtered dysprosium thin films // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2013. – V.46. – P. 152001.

5. Устинов В.В., Наумова Л.И., Заворницын Р.С., и др., Размерные эффекты в магнитосопротивлении нанослоев тантала со спин-орбитальным взаимодействием // ЖЭТФ– 2024. – V.65. – №1 – С. 114–127.

УДК 537.636

Магнитосопротивление наноструктур Ta/CoFe/Ta, обусловленное спиновым эффектом холла

Заворницын Р.С.

к.ф.-м.н., м.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Наумова Л.И.

к.ф.-м.н., с.н.с. Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Миляев М.А.

д.ф.-м.н., заведующий лабораторией, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Максимова И.К.

м.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Проглядо В.В.

н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Устинов В.В.

академик РАН, профессор, научный руководитель института, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Для приготовленных методом магнетронного напыления на подложках из стекла пленок β-Ta(4нм) и наноструктур Ta(4нм)/$Co_{90}Fe_{10}$(2нм)/Ta(4нм) получены полевые зависимости электросопротивления при температуре 83K. Обнаружено положительное продольное магнитосопротивление для пленок β-Ta(4нм), обусловленное подавлением спиновой аккумуляции внешним магнитным полем в пленке металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Обнаружено положительное продольное магнитосопротивление для наноструктур Ta(4нм)/$Co_{90}Fe_{10}$(2нм)/Ta(4нм), обусловленное двумя механизмами – подавлением спиновой аккумуляции в нанослоях β-Ta(4нм) и отражением/поглощением спинового тока на интерфейсах между ферромагнетиком $Co_{90}Fe_{10}$(2нм) и немагнитным металлом β-Ta(4нм) при перемагничивании магнитного момента слоя $Co_{90}Fe_{10}$(2нм).*

Ключевые слова: *магнитосопротивление, спиновый эффект Холла, спиновый ток, спиновая аккумуляция, β-тантал*

Magnetoresistance of Ta/CoFe/Ta nanostructures due to the spin Hall effect

Zavornitsyn R.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Junior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Naumova L.I.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Milyaev M.A.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Head of laboratory, Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Maksimova I.K.

Junior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Proglyado V.V.

Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Ustinov V.V.

Academician of the RAS, Professor, Scientific director of the institute, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Annotation. *For β-Ta(4nm) films and Ta(4nm)/$Co_{90}Fe_{10}$(2nm)/Ta(4nm) nanostructures prepared by magnetron sputtering on glass substrates, the field dependences of electrical resistivity at 83K were obtained. Positive longitudinal magnetoresistance for β-Ta(4nm) films was found to be due to the suppression of spin accumulation by an external magnetic field in a metal film with strong spin-orbit interaction. Positive longitudinal magnetoresistance for Ta(4nm)/$Co_{90}Fe_{10}$(2nm)/Ta(4nm) nanostructures was found, due to two mechanisms - suppression of spin accumulation in β-Ta(4nm) nanolayers and reflection/absorption of spin current at the interfaces between ferromagnetic $Co_{90}Fe_{10}$(2nm) and nonmagnetic metal β-Ta(4nm) when the magnetic moment of $Co_{90}Fe_{10}$(2nm) layer is remagnetised.*

Keywords: *magnetoresistance, spin Hall effect, spin current, spin accumulation, β-tantalum*

Для создания устройств микроэлектроники, обладающих низким энергопотреблением, актуальным является изучение взаимосвязи спиновых и зарядовых токов в нормальных металлах, а также возможности управления магнитным состоянием наноструктур с помощью спинового тока [1].

Одним из возможных механизмов генерации спинового тока является спиновый эффект Холла [2] (Spin Hall Effect – SHE), который наиболее выражен в металлах с сильным спин-орбитальным взаимодействием (Ta, Pt, W). При протекании зарядового тока в тонких пленках таких металлов в перпендикулярном направлении возникает чисто спиновый ток [3, 4], что приводит к спиновой аккумуляции электронов с противоположными спинами на границах слоя немагнитного металла. В случае обратного спинового эффекта Холла (Inverse Spin Hall Effect – ISHE) протекание спинового тока приводит к возникновению поперечного зарядового тока [3, 4].

Спиновая аккумуляция может быть подавлена внешним магнитным полем, что приводит к увеличению электросопротивления пленки металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Данный тип магнитосопротивления назван магнитосопротивлением Ханле [5] (Hanle Magnetoresistance – HMR) по аналогии с эффектом магнитооптики. Другой тип магнитосопротивления (Spin Hall Magnetoresistance – SMR), обусловленный спиновым эффектом Холла, наблюдается в наноструктурах, которые содержат соседствующие слои ферромагнитного металла и металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием [6]. SMR проявляет себя в виде резкого изменения электросопротивления наноструктуры в области малых полей при перемагничивании ферромагнитного слоя и связан с процессами поглощения/отражения спинового тока на интерфейсе ферромагнетик/немагнитный металл.

В данной работе проведено экспериментальное исследование магнитотранспортных свойств тонкой пленки β-Ta и наноструктуры, содержащей соседствующие слои немагнитного металла β-Ta и ферромагнитного сплава $Co_{90}Fe_{10}$.

Пленки β-Ta(4 нм) и Ta(4 нм)/CoFe(2 нм)/Ta(4 нм) получены методом магнетронного напыления на подложках из стекла. С помощью фотолитографии из них сформированы

микрообъекты в виде мостов Холла (ширина микрополосы w ~ 200 мкм, расстояние между потенциальными контактами l ~ 2200 мкм). Полевые зависимости электросопротивления для пленок Ta и Ta/CoFe/Ta измерены при коллинеарной конфигурации приложенного магнитного поля и направления электрического тока в интервале полей ±20 кОе при T = 83K (рисунок 1). Магнитосопротивление (MR) определялось как ($R(H_{max}) - R(H)$)/ $R(H_{max})$×100%, где $R(H_{max})$ и $R(H)$ – сопротивление образцов в поле 20 кОе и в поле H, соответственно.

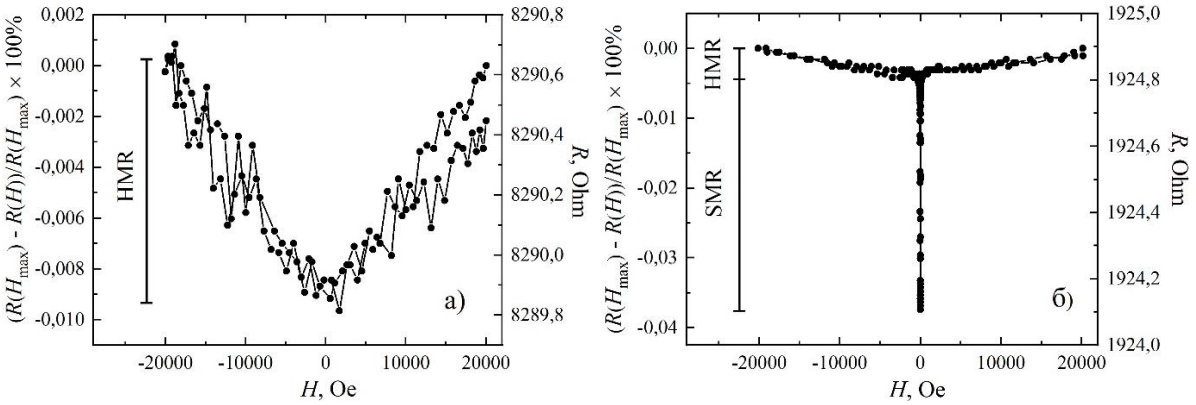


Рис. 1. Зависимости MR(H) и R(H) для пленки β-Ta(4нм) (а) и наноструктуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм) (б) при T = 83K в интервале полей ±20 кОе. Схематически обозначены вклады HMR и SMR в магнитосопротивление образцов.

На $R(H)$ зависимостях заметен слабый рост электросопротивления исследованных образцов (MR ~ 10^{-3} %) при увеличении |**H**| от 0 до 20 кЭ. Данное явление связано с подавлением спиновой аккумуляции электронов во внешнем магнитном поле и может быть интерпретировано как магнитосопротивление Ханле (HMR). Подобный характер изменения сопротивления во внешнем магнитном поле наблюдался ранее для тонких пленок Pt и β-Ta [5].

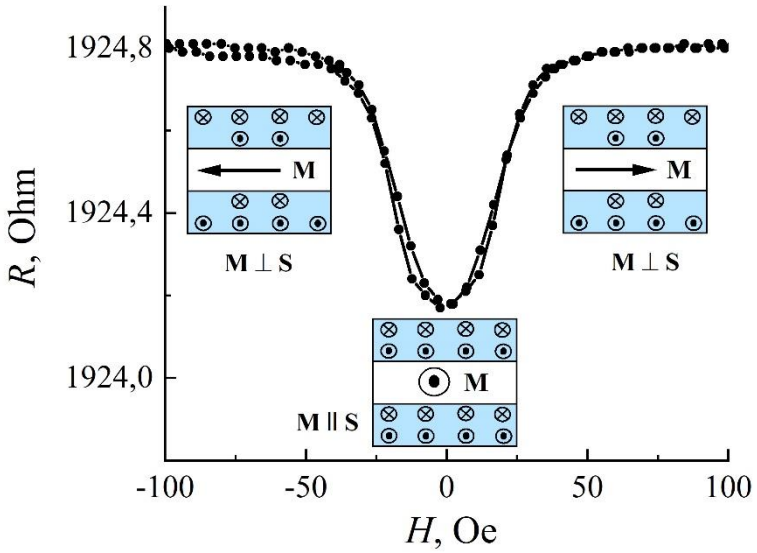


Рис. 2. Зависимость R(H) для наноструктуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм) в интервале полей ±100 Oe при T = 83K. Вставка: схематичное изображение наноструктуры Ta/CoFe/Ta, магнитного момента **M** *ферромагнитного слоя CoFe и спиновой поляризации* **S** *аккумулированных электронов в Ta.*

На рисунке 1 (б) обращает на себя внимание резкое уменьшение электросопротивления (MR ~ 10^{-2} %) структуры Ta(4 нм)/CoFe(2 нм)/Ta(4 нм) в области малых полей, что связано с изменением условий для спиновой аккумуляции в слоях β-Ta в силу их соседства с ферромагнитным слоем CoFe. На рисунке 2 приведена полевая зависимость электросопротивления структуры Ta(4 нм)/CoFe(2 нм)/Ta(4 нм) (б) в интервале полей ±100

Oe.

Подобный характер изменения электросопротивления обусловлен процессом перемагничивания магнитного момента **M** ферромагнитного слоя CoFe. Протекающий в плоскости образца зарядовый ток за счет SHE вызывает в перпендикулярном направлений чисто спиновый ток. Это приводит к тому, что на границах нанослоев Ta осуществляется спиновая аккумуляция электронов со спиновой поляризацией **S**, параллельной плоскости пленки. При этом, на интерфейсах Ta/CoFe и CoFe/Ta происходит межфазное спиновое смешивание и часть спинового тока поглощается слоем ферромагнетика CoFe. Величина поглощенного спинового тока максимальна в случае ортогональной ориентации намагниченности ферромагнетика **M** и спиновой поляризации аккумулированных электронов **S** (**M**⊥**S**). Такая конфигурация (**M**⊥**S)** реализуется в полях |**H**| > 50 Oe. По мере уменьшения |**H**| до $H \approx 0$ конфигурация **M** и **S** меняется с ортогональной на коллинеарную (**M**∥**S**). В этом случае величина поглощенного спинового тока минимальна, что за счет ISHE способствует уменьшению электросопротивления слоев Ta.

Таким образом, можно заключить, что магнитосопротивление наноструктуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм) обусловлено двумя механизмами – подавлением спиновой аккумуляции в нанослоях β-Ta(4нм) (HMR) и отражением/поглощением спинового тока на интерфейсах между ферромагнетиком CoFe(2нм) и немагнитным металлом β-Ta(4нм) при перемагничивании магнитного момента слоя CoFe(2нм) (SMR).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (РНФ № 24-12-20022).

Список использованных источников:

1. Ando K. Generation and manipulation of current-induced spin-orbit torques // Proc. Jpn. Acad. Ser. B. – 2021. – V.97. – №9. – P.499–519.
2. Дьяконов М.И., Перель В.И. О возможности ориентации электронных спинов током // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т.13. – С.657–660.
3. Niimi Y., Otani Y. Reciprocal spin Hall effects in conductors with strong spin–orbit coupling: a review // Rep. Prog. Phys. – 2015. – V.78 – P.124501.
4. Sinova J., Valenzuela S.O., Wunderlich J., Back C.H., Jungwirth T. Spin Hall effects // Rev. Mod. Phys. – 2015. – V.87. – P.1213 – 1259.
5. Vélez S., Golovach V.N., Bedoya-Pinto A., Isasa M., Sagasta E., Abadia M., Rogero C., Hueso L.E., Bergeret F.S., Casanova F. Hanle Magnetoresistance in Thin Metal Films with Strong Spin-Orbit Coupling // Phys. Rev. Lett. – 2016. – V.116. – P.016603.
6. Kim J., Sheng P., Takahashi S., Mitani S., Hayashi M. Spin Hall Magnetoresistance in Metallic Bilayers // Phys. Rev. Lett. – 2016. – V.116. – P.097201.

УДК 538.9

Спиновое магнетосопротивление гетероструктуры иридат стронция/манганит

Константинян К.И.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Ульев Г.Д.

инженер ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Москаль И.Е.

младший научный сотрудник, ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Овсянников Г.А.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *Представлены результаты исследования угловых зависимостей продольного и поперечного спинового магнетосопротивления тонкопленочной гетероструктуры иридат стронция/манганит ($SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$), позволяющие оценить величину спинового угла Холла. Обсуждается вклад анизотропного магнетосопротивления от пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, измерения которой были проведены отдельно.*

Ключевые слова: *спиновое магнетосопротивление, спиновый угол Холла, гетероструктура, иридат стронция, манганит, спин-орбитальное взаимодействие*

Spin magnetoresistance of strotium iridate/manganite heterostructure

Constantinian K.Y.

PhD, Senior Researcher, Kotelnikov IRE RAS

Ulev G.D.

Engineer, Kotelnikov IRE RAS

Moskal I.E.

Junior Researcher, Kotelnikov IRE RAS

Ovsyannikov G.A.

Dr. of Science, Chief Researcher, Kotelnikov IRE RAS

Annotation. *We present experimental results on angular dependences of longitudinal and transverse spin magnetoresistance of thin-film strontium iridate/manganite heterostructure ($SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$). For estimation of spin-Hall angle the contribution of anisotropic magnetoresistance from $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ film has been measured separately.*

Keywords: spin magnetoresistance, spin-Hall angle, heterostructure, strontium iridate, manganite, spin-orbit interaction

Генерация спинового тока I_S за счет спинового эффекта Холла при пропускании зарядовый тока I_Q через металлическую пленку N_{SO} со спин-орбитальным взаимодействием и обратный процесс – преобразование I_Q в I_S в F/N_{SO} структурах (F- ферромагнетик) за счет обратного спинового эффекта Холла характеризуется спиновым углом Холла θ_{SH}. Параметр θ_{SH} можно оценить из угловых зависимостей спинового магнетосопротивления F/N_{SO} структуры [1], при этом важную роль играет граница раздела N_{SO} материала с ферромагнетиком. В оксидных материалах с близкими кристаллографическими параметрами удается получить эпитаксиальные F и N_{SO}, что сказывается на качестве границы раздела F/N_{SO} [2-3]. В данном сообщении приводятся данные по экспериментальному исследованию тонкопленочной гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ с *in situ* нанесенными пленками иридата стронция $SrIrO_3$, удельное сопротивление которого ρ_{SIO}~$3\cdot10^{-4}$ Ом см, энергия спин-орбитального взаимодействия E_{SO}~ 0.5 эВ и манганита $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Геометрия гетероструктуры после литографии позволяла проводить измерения как продольного, так и поперечного магнетосопротивления в конфигурации планарного эффекта Холла, схематично показанной на Рис. 1.

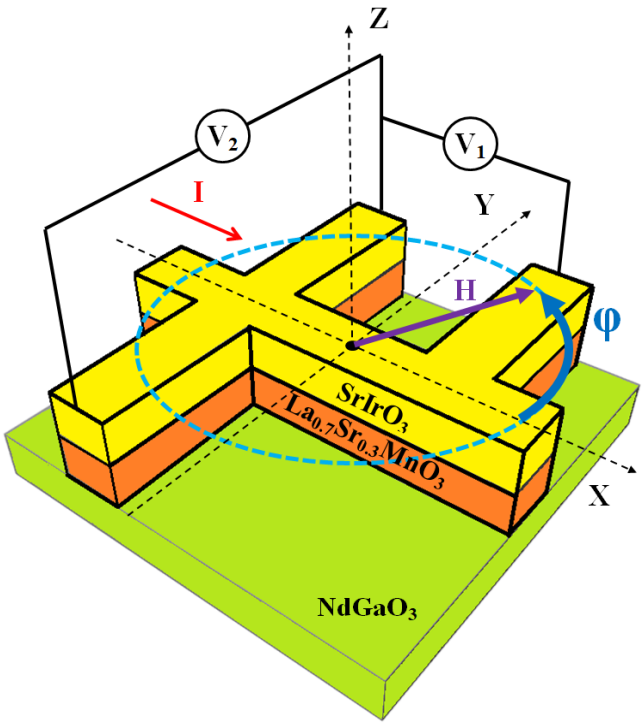


Рис.1. Схематичное изображение гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ на подложке $(110)NdGaO_3$ с толщинами d_{SIO}=10 нм, d_{LSMO}=30 нм и 4-точечная схема измерения магнетосопротивления. Ток I задавался в пленку $SrIrO_3$ вдоль оси X, угол φ между магнитным полем H (темно-фиолетовая стрелка) и током I (красная стрелка) изменялся в плоскости X-Y. Выводы снятия напряжения обозначены V_1 и V_2 – для продольного $R_L=V_1/I$ и поперечного магнетосопротивления $R_T=V_2/I$, соответственно. Ширина гетероструктуры 100 мкм, расстояние между выводами напряжения V_1 1.5 мм.

Измерения магнетосопротивления проводились вращением подложки в плоскости X-Y, изменяя угол φ между направлением задания тока I и внешним магнитным полем H. Напряжения измерялись малошумящим фазочувствительным частотно-избирательным усилителем на частоте F =1.072 кГц, поле H задавалось катушками Гельмгольца. Для определения θ_{SH} через зависящие от угла φ параметры R_L и R_T использовались выражения (1) - (3) теории [1]:

$$\left(\frac{\Delta R_L}{R_0}\right) = -\theta_{SH}^2 \frac{2\lambda_{SIO}}{d_{SIO}} + \frac{1}{2} r_1 (1 + \cos 2\varphi) \quad (1)$$

$$r_1 = \theta_{SH}^2 \frac{\lambda_{SIO}}{d_{SIO}} \mathrm{Re} \frac{2\lambda_{SIO}\rho_{SIO}\left(\mathrm{Re}G^{\uparrow\downarrow} + i\,\mathrm{Im}G^{\uparrow\downarrow}\right)}{1 + 2\lambda_{SIO}\rho_{SIO}\left(\mathrm{Re}G^{\uparrow\downarrow} + i\,\mathrm{Im}G^{\uparrow\downarrow}\right)} \quad (2)$$

$$\left(\frac{\Delta R_T}{R_0}\right) = \frac{r_1}{2} \sin 2\varphi \quad (3),$$

где λ_{SIO} –длина спиновой диффузии в $SrIrO_3$ (N_{S0} материала) d_{SIO} – толщина пленки, $G^{\uparrow\downarrow}$ - спиновая проводимость (spin mixing conductance).

Температурные зависимости сопротивления $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ пленки и $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ гетероструктуры при измерениях продольного (омического при H=0) $R_L=V_L/I$ и поперечного (планарного холловского, H=0) $R_T = V_T/I$ показали, что оба сопротивления R_L и R_T уменьшаются с понижением температуры, что типично для манганитных структур.

Для определения θ_{SH} снимались серии нормированных угловых зависимостей $\Delta R_T / R_0^T$ и $\Delta R_L / R_0^L$ (индекс T – поперечное, L – продольное) от угла φ между магнитным полем H и током I=0.5 мА. В продольном случае угловая зависимость $R_L=R_S+ R_A\cos 2\varphi$, определяется анизотропным сопротивлением R_A, при этом обычно омическое сопротивление $R_S>>R_A$. В поперечном случае $R_T=R_{PH}\ \sin 2\varphi+R_{AH}\cos\theta$, где амплитуда R_{PH} соответствует вкладу от планарного эффекта Холла, а второй член вызван отклонением намагниченности пленки от плоскости на угол θ и возникновением аномального холловского сопротивления. Для гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ на рис. 2а представлена в полярных координатах угловая зависимость продольного магнитосопротивления $\Delta R_{LS}(\varphi)=R_{LS}(H)-R_{LS}(0)$ нормированного на $R_{LS}(0)$ при H=0. Видно, что для $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ гетероструктуры $\max\Delta R_{LS}/R_L(0)=1.7\ 10^{-4}$, из которого получаем θ_{SH}=0.04 при λ_{SIO}=1.5 нм и толщине пленки d_{SIO} =10 нм. Следует заметить, что данная оценка θ_{SH} получена без учета шунтирующего влияния сопротивления R_A от $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ пленки.

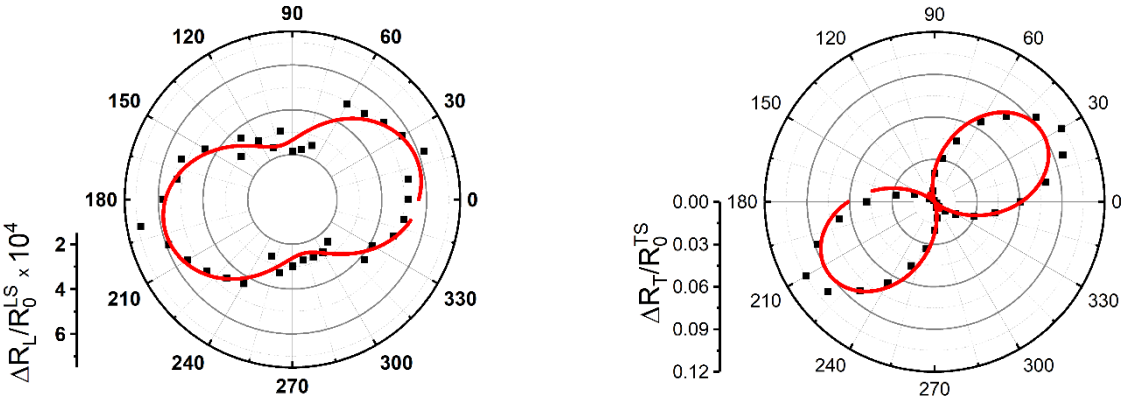


Рис.2. Зависимости в полярных координатах (а) продольного $\Delta R_{LS}/R_0=1.7\ 10^{-4}$, угол φ_{0L} =74.1° и (б) поперечного магнетосопротивлений $\Delta R_{TS}/R_0=0.049$, угол φ_{0T} =129,1°.

Из угловой зависимости поперечного магнетосопротивления $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ гетероструктуры, с учетом R_{AH}=1.8°Ом при H=0, из максимума амплитудного значения спинового магнетосопротивления гетероструктуры $2\Delta R_{TS}(\varphi)/R_0$=0.05 получаем θ_{SH}=0.3.

На рис.3 представлены температурные нормированные зависимости $\Delta R_T(T)$ для гетероструктуры и для манганитной пленки. Заметим, что на гетероструктуре $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, исследованной также в режиме спиновой накачки на частоте ферромагнитного резонанса f=2.4°ГГц, амплитуда зарядового тока I_Q, пропорционального спиновому току I_S через параметр θ_{SH}, монотонно возрастала примерно в 1,5 раза с понижением температуры от комнатной до T=250°K. Из приведенных на рисунке температурных зависимостей изменения нормированного поперечного магнетосопротивления гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ видно, что в случае гетероструктуры изменение поперечного магнетосопротивления $\Delta R_T/R_0$ примерно в 5 раз превышает значение, полученное для пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$.

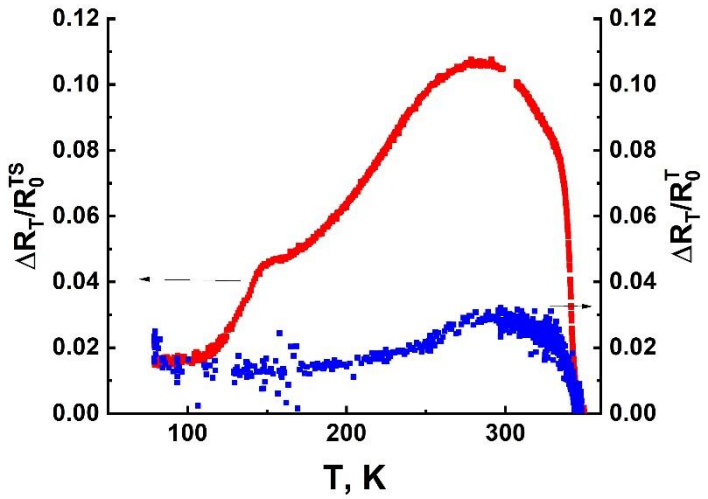


Рис.3. Температурные зависимости изменения нормированного поперечного магнитосопротивления гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. $\Delta R_T=R_T(H=100°Э)-R_T(H=0)$, $R=R_T(0)$.

Список использованных источников:

1. Chen Y.T., Takahashi S., Nakayama H., Althammer M., Goennenwein S.T., Saitoh E., Bauer G E. Theory of spin Hall magnetoresistance (SMR) and related phenomena // J. of Physics: Condensed Matter. – 2016. – V. 28. - 103004-1-15.

2. Ovsyannikov G.A., Constantinian K.Y., Shmakov V.A., et al. Spin mixing conductance and spin magnetoresistance of the iridate/manganite interface // Phys. Rev.B – 2023, 107(14):144419-1-12.

3. Huang X., Sayed S., Mittelstaedt J., et al. Novel Spin–Orbit Torque Generation at Room Temperature in an All-Oxide Epitaxial $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3/SrIrO_3$ System // Advanced Materials. – 2021 – 33 – 2008269-1-7.

УДК 537.633

Функциональные наноструктуры для сверхпроводниковой спинтроники

Сидоренко А.С.

д.ф.-м. н., г.н.с. центра перспективных методов мезафизики и нанотехнологий МФТИ

Аннотация. *Снижение энергопотребления становится важнейшей задачей при разработке новых суперкомпьютеров. Компьютер с не фон- Неймановской архитектурой, искусственная нейронная сеть (ИНС), основанная на сверхпроводящих элементах, кажется наиболее перспективным решением. При создании сверхпроводящей ИНС возникла проблема разработки двух основных элементов — нелинейного (нейрон) и линейного связующего элемента (синапс). Некоторые решения этой сложной междисциплинарной проблемы представлены в данной работе.*

Ключевые слова: *наноструктуры, спинтроника, искусственная нейронная сеть*

Functional nanostructures for superconducting spintronics

Sidorenko A.S.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the,
Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny

Annotation. *Reduction of power consumption is becoming a crucial task in the development of novel supercomputers. Computer with non-von Neumann architecture - Artificial Neural Network (ANN), based on superconducting elements seems to be the most promising solution. Design of a superconducting ANN rose the problem of development two basic elements - a nonlinear (neuron) and a linear connecting element (synapse). Some solutions of this complex and interdisciplinary problem are presented in this article.*

Keywords: *nanostructures, spintronics, artificial neural network*

Необходимость энергоэффективности и радикального снижения уровня энергопотребления становится решающим параметром, ограничивающим разработку новых суперкомпьютеров. Перспективным решением является разработка не-фон Неймановских компьютеров с мозгоподобной архитектурой – искусственных нейронных сетей (ИНС) со сверхпроводящими базовыми элементами. ИНС нуждается в разработке двух основных базовых элементов: нелинейного переключателя, подобного нейрону и линейных соединительных элементов, подобных синапсу [1]. Представлены результаты проектирования и исследования джозефсоновских контактов для формирования искусственных нейронов на основе сверхпроводящих спиновых клапанов и сверхпроводящих синапсов на основе слоистых гибридных наноструктур сверхпроводник-ферромагнетик.

Результаты теоретического и экспериментального исследования эффекта близости в слоистых наноструктурах сверхпроводниках/ферромагнетиках (S/F) с Co-ферромагнитными слоями различной толщины и коэрцитивными полями, а также Nb-сверхпроводящими слоями постоянной толщины, равной длине когерентности ниобия представлены и обсуждены.

В сверхрешетках Nb/Co наблюдается изменение сверхпроводящего параметра порядка в тонких пленках ниобия за счет переключения с параллельного на антипараллельное расположение намагниченности соседних ферромагнитных слоев. Такие сверхрешетки могут быть использованы в качестве подходящих базовых элементов сверхпроводниковой спинтроники для инженерии ИНС [2]. Создание ИНС с использованием этих двух базовых элементов — искусственных нейронов и искусственных синапсов — позволяет построить компьютер с энергопотреблением, на несколько порядков меньшим по сравнению с традиционным компьютером, построенным на полупроводниковых базовых элементах.

Исследование выполнено при поддержке проекта РНФ № 22-79-10018 “Управляемая кинетическая индуктивность на основе сверхпроводниковых гибридных структур с магнитными материалами”.

Список использованной литературы:

1. Sidorenko A.S., Hahn H. and Krasnov V. Frontiers of nanoelectronics: intrinsic Josephson effect and prospects of superconducting spintronics. //Beilstein J. Nanotechnol – 2023 – 14, 79–82

2. A. Sidorenko (Editor), Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics// Springer – 2018 – 279 pages. https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-319-90481-8

УДК 314.748

Наблюдение однонаправленной анизотропии в двухслойке $SrMnO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$

Шайхулов Т.А.

м.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Матвеев А.А.

Инженер, Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)

Демидов В.В.

д. ф-м.н., в.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Сизов В.Е.

к. ф-м. н., с.н.с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Темирязева М.П.

к. ф-м. н., в.н.с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Темирязев А.Г.

к. ф-м. н., в.н.с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Волков Д.А.

Инженер, Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Национальный исследовательский университет ”МЭИ“

Сафин А.Р.

д. ф-м.н., с.н.с, Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Национальный исследовательский университет ”МЭИ“

Маркелова М.Н.

н.с., к.х.н., Химический факультет, Московский государственный университет

Амеличев В.А.

Технический директор, к.х.н., С-Инновации

Федоров А.С.

м. н. с., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)

Калябин Д.В.

Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Никитов С.А.

директор, д. ф-м. наук, академик, Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)

Аннотация. *Методом магнетронного распыления выращена серия гетероструктур $SrMnO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (SMO/LSMO) с разными толщинами антиферромагнитного слоя $SrMnO_3$. Представлены результаты рентгеноструктурного исследования, измерений эффекта Холла в широком диапазоне температур, измерений угловой зависимости ферромагнитного резонанса и изучения доменной структуры во внешнем магнитном поле с помощью магнитно-силовой микроскопии.*

Ключевые слова: *ферромагнитный резонанс, антиферромагнетик, ферромагнетик, домены, эффект Холла*

Observation of unidirectional anisotropy in the $SrMnO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ two-layer

Shaikhulov T. A.

junior researcher., Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics

Matveev A.A.

Engineer, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow Institute of Physics and Technology

Demidov V.V.

Dr. of Physics and Mathematics., Leading Researcher., Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics

Sizov V. E.

Ph.D. in Physics and Mathematics**,** Senior Researcher**,** Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch

Temiryazeva M.P.

Ph.D. in Physics and Mathematics., Leading Researcher., Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch

Temiryazev A.G.

Ph.D. in Physics and Mathematics., Leading Researcher., Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch

Volkov D.A.

Engineer, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow Institute of Physics and Technology, National Research University MPEI

Safin A. R.

Dr. of Physics and Mathematics., Senior Researcher, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow Institute of Physics and Technology, National Research University MPEI

Markelova M.N.

Researcher., Ph.D. in Chemistry., Department of Chemistry, Moscow State University

Amelichev V.A.

Technical Director, Ph.D. in Chemistry., S-Innovations

Fedorov A.S.

junior researcher., Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow Institute of Physics and Technology

Kalyabin D.V.

Ph.D. in Physics and Mathematics, Senior Researcher, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics

Nikitov S.A.

Director, Dr. of Physics and Mathematics, academician, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow Institute of Physics and Technology

Annotation. *A series of $SrMnO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (SMO/LSMO) heterostructures with different thicknesses of the $SrMnO_3$ antiferromagnetic layer were grown using magnetron sputtering. The results of X-ray diffraction studies, measurements of the Hall effect in a wide temperature range, measurements of the angular dependence of ferromagnetic resonance, and studies of the domain structure in an external magnetic field using magnetic force microscopy are presented.*

Keywords: *ferromagnetic resonance, antiferromagnet, ferromagnet, domains, Hall effect*

Эпитаксиальные гетероструктуры манганитов смешанной валентности открывают возможности для создания устройств, основанных на магнитных явлениях и конкурирующих интерфейсных взаимодействиях. Одним из межфазных свойств является возникновение дополнительной однонаправленной анизотропии. Ее возникновение объясняется обменным взаимодействием между ферромагнитными (ФМ) и антиферромагнитными (АФМ) спинами на границе раздела.

Границы двухслойных структур антиферромагнетик АФМ/ФМ вызывают интерес в связи с развитием АФМ-спинтроники. Помимо фундаментального интереса, эти структуры уже нашли применения в устройствах спинтроники, таких как магнитные запоминающие устройства с произвольным доступом и датчики магнитного поля на основе гигантского магнитосопротивления, благодаря эффекту закрепления спинов на границе (ФМ)/(АФМ)[1]. Обменное смещение или однонаправленная анизотропия возникает в гетероструктурах магнитных материалов, где поведение жесткого намагничивания антиферромагнитной тонкой пленки вызывает сдвиг кривой мягкого намагничивания ферромагнитной пленки. Обычно обменное смещение характеризуется смещением центра макроскопической петли магнитного гистерезиса M-(H)(намагниченность образца от магнитного поля) от начала координат, вдоль оси магнитного поля, величина которого называется полем обменного смещения H_E [2].

Наличие обменного взаимодействия на границе ФМ/АФМ позволяет разрабатывать улучшенные магнитные материалы с новыми свойствами. Благодаря межфазной связи уникальные электрические, магнитные и транспортные свойства АФМ могут быть объединены для управления ФМ-слоем. Например, соседний слой АФМ увеличивает магнитотвердость ФМ за счет обменного смещения [3] или усиливает перенос спинового тока от ФМ [4].

Гетероструктуры $SrMnO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ были изучены методом ферромагнитного резонанса; для определения величины однонаправленной анизоторопии, возникающей при напылении антиферромагнитного слоя $SrMnO_3$ на ферромагнитный слой $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ мы использовали спектрометр Bruker ER 200, работающий в X-диапазоне ($\omega/2\pi$ = 9,6 ГГц).

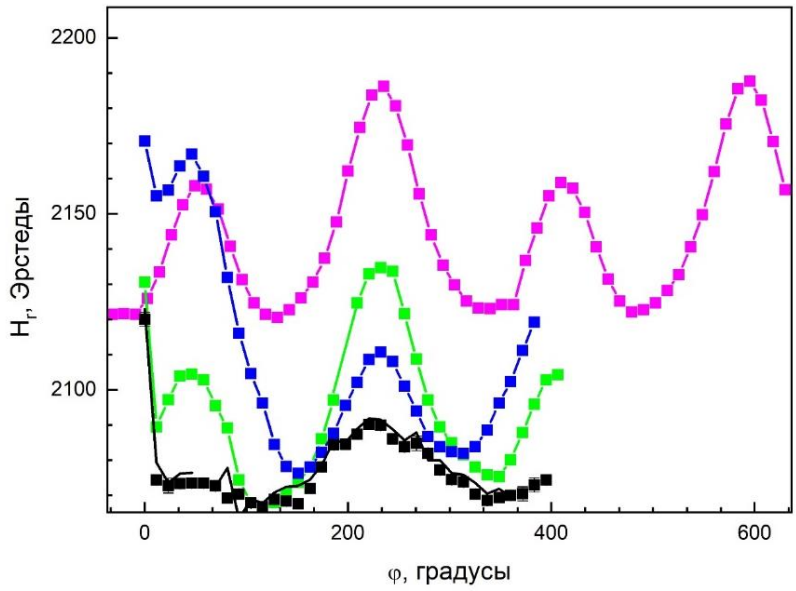


Рис. 1. Угловые зависимости резонансного поля. Розовые квадраты – SMO(2 нм)/LSMO(44 нм), синие квадраты – SMO(15 нм)/LSMO(44 нм), зеленые квадраты – SMO(10 нм)/LSMO(44 нм), Розовые квадраты – SMO(2 нм)/LSMO(44 нм), черные квадраты SMO(20 нм)/LSMO(44 нм). Сплошные линии – расчётная аппроксимация.

Рисунок 1 подтверждает антиферромагнитное состояние $SrMnO_3$ при комнатной температуре. В гетероструктуре AFM/FM вместо одноосной анизотропии (две эквивалентные легкие конфигурации в противоположных направлениях) намагниченность в системах AFM/FM имеет только одно легкое направление, часто называемое однонаправленной анизотропией. Наличие однонаправленной анизотропии приводит к изменению угловой зависимости резонансного поля от магнитного поля (величина резонансного поля не повторяется при повороте образца на 180 градусов) [3].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 23-79-00016

Список использованных источников:

1. Wolf S. A., Awschalom D. D., Buhrman R. A., Daughton J. M., von Molnár S., Roukes M. L., Chtchelkanova A. Y., Treger D. M. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future // Science. –2001. –№ 294. – С. 1488-1495.
2. Binek C. Ising-Type Antiferromagnets: Model Systems in Statis tical Physics and in the Magnetism of Exchange Bias: Springer, 2003. – 23 с.
3. Nogués J., Schuller I. K. Exchange bias // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1999. –№192. –С. 203-232.
4. Wang H., Du C., Hammel P. C., Yang F. Antiferromagnonic Spin Transport from $Y_3Fe_5O_{12}$ into NiO // Physical Review Letters. – 2014. – №113. – С. 097202.

УДК 537.31

Магнитосопротивление точечных магнитных туннельных контактов с учётом градиентов электрохимических потенциалов

Усеинов Н.Х.

д.ф.-м.н., доцент, Институт физики КФУ

Аннотация. *В работе исследуются свойства проводимости точечных магнитных туннельных наноконтактов с учётом градиентов электрохимических потенциалов на интерфейсе, ферромагнитный металл/диэлектрик. Получено выражение спин-поляризованного тока и выполнен расчёт туннельного магнитосопротивления для произвольных соотношений между размерами наноконтакта и средними длинами свободного пробега электронов проводимости в условиях приложенного напряжения.*

Ключевые слова: *магнитная гетероструктура, точечный магнитный туннельный контакт, электрохимический потенциал, спин-поляризованный ток, туннельное магнито-сопротивление*

Magnetoresistance of point magnetic tunnel junctions taken into account the gradients of electrochemical potential

Useinov N.Kh.

Dr.Sc., associate professor, Institute of Physics KFU – Kazan Federal University

Annotation. *This work examines the conductivity properties of point contacts of magnetic tunnel junctions taking into account the gradients of electrochemical potentials at the ferromagnetic metal/dielectric interface. An expression for the spin-polarized current is obtained and the tunnel magnetoresistance is calculated for an arbitrary ratio of the sizes of point magnetic tunnel junctions and the free path of conduction electrons under applied voltage conditions.*

Keywords: *magnetic heterostructure, point magnetic tunnel junction, electrochemical potential, spin-polarized current, tunnel magnetoresistance*

Введение

Эффективным методом решения задач электронного транспорта в теории проводимости гетероструктур являются квазиклассические уравнения для функций Грина (ФГ), см. работу [1]. Эти уравнения также могут быть математическим базисом для исследования транспортных свойств точечных магнитных туннельных контактов (МТК). В последующей работе [2], развивая квазиклассическую модель для ФГ, были получены выражения для спин-поляризованных токов при параллельной (Р) и антипараллельной (АР) ориентации намагниченностей ферромагнитных гетероконтактов. В рамках этой модели [2] были исследованы зависимости гигантского магнитосопротивления магнитных наноконтактов как функции их радиусов a и длин свободного пробега электрона проводимости l. Предложенная схема вычисления ФГ основывалась на интерполяции слагаемых ФГ в двух режимах: диффузного $(l < a)$ и баллистического $(l > a)$.

Для того чтобы рассмотреть промежуточный случай, когда $l : a$, в настоящей работе учитывались градиентные слагаемые в разложении ФГ, что также позволяет исследовать неоднородности электрохимических потенциалов на интерфейсах МТК. Получено выражение для спин-поляризованного тока и вычислено туннельное магнитосопротивление (ТМС).

Рассчитаны зависимости ТМС от приложенного напряжения и отношения радиуса диэлектрика МТК к длине свободного пробега электрона проводимости. Точечный МТК моделируется круговым диэлектриком, радиуса a и толщиной d, соединяющим два однодоменных ферромагнитных металла (FM), левый FM^L и правый FM^R, см. рис. 1а.

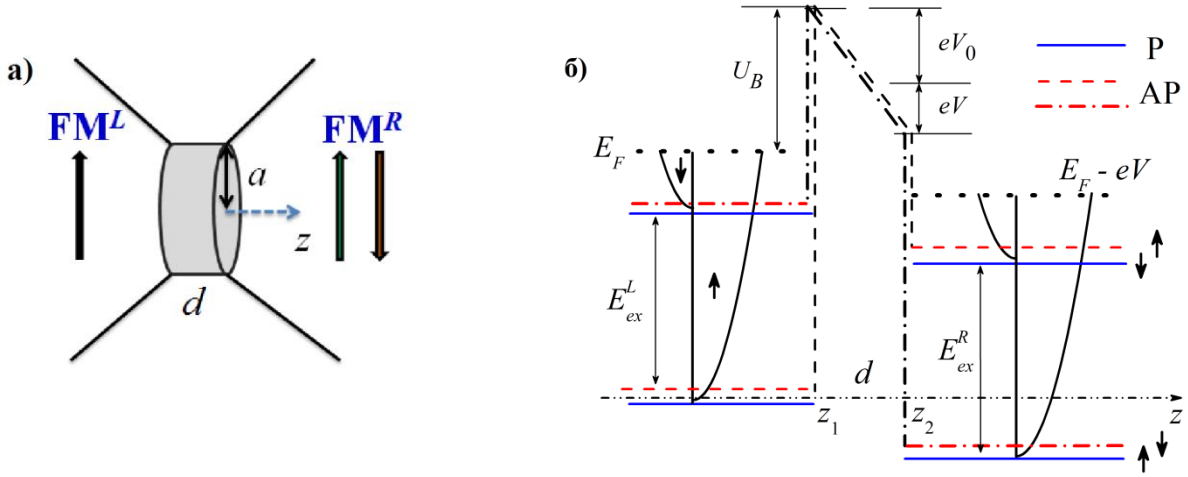


Рис. 1. Схематическое изображение: (а) точечного МТК двух ферромагнитных металлов FM^L левого и FM^R правого, где a – радиус и d – толщина диэлектрического слоя, стрелки показывают P и AP направление намагниченностей FM электродов; (б) законов дисперсии спиновых подзон электронов проводимости ферромагнитных металлов $FM^{L(R)}$ с левой (правой) стороны, а также энергетического потенциального барьера диэлектрика при приложенном напряжении V.

Для того чтобы рассчитать ТМС, необходимо, прежде всего, вычислить коэффициенты прохождения электронов через туннельный барьер (см. рис. 1б) и получить выражения для спин-поляризованных токов. На рис. 1б показаны законы дисперсии спиновых подзон электронов проводимости $\mathrm{FM}^{L(R)}$ электродов с обменным расщеплением $E_{ex}^{L(R)}$, а также энергетический барьер диэлектрика с приложенным напряжением V и напряжением V_0 – контактной разности потенциалов между двумя разными металлами. Сплошные линии обозначают спиновые каналы $(\uparrow,\downarrow)$ при P направлении намагниченностей $\mathrm{FM}^{L(R)}$ металлов; штриховая и штрих-пунктирная линии обозначают спиновые каналы $(\uparrow,\downarrow)$ при AP направлении намагниченностей; E_F – уровень Ферми, U_B – высота барьера над уровнем Ферми.

Спин-поляризованный ток МТК

Выражение для спин-поляризованного тока I_α, проходящего (вдоль оси z) через МТК, получено на основе решений системы уравнений для ФГ и системы квантово-механических уравнений, определяющих коэффициенты прохождения электронов энергетического барьера, см. рис. 1б. В наиболее лаконичной форме выражение для I_α можно записать в виде [2,3]

$$I_\alpha^{\mathrm{P(AP)}} = \frac{e^2 p_{F,\alpha,\min}^2 a^2 V}{2\pi \mathrm{h}^3} \int_0^\infty dk \frac{J_1^2(ka)}{k} F_\alpha^{\mathrm{P(AP)}}(k), \quad (1)$$

где $p_{F,\alpha,\min}$ – импульс Ферми, наименьший из импульсов $p_{F,\alpha}^L$, $p_{F,\alpha}^R$, контактирующих $\mathrm{FM}^{L(R)}$, $\alpha = (\uparrow,\downarrow)$ – спиновый индекс, $J_1(ka)$ – функция Бесселя первого порядка, k – волновой вектор, определяющий неоднородность плотности тока в плоскости контакта. Функция $F_\alpha^{\mathrm{P(AP)}}(k)$ под интегралом (1) представляет собой сумму трёх слагаемых:

$$F_{\alpha}^{\mathrm{P(AP)}}(k)=\left\langle \cos\theta_{\alpha} D_{\alpha}^{\mathrm{P(AP)}}(V,\cos\theta_{\alpha})\right\rangle + G_{\alpha}^{heter}(k)+G_{\alpha}^{grad}(k), \quad (2)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по телесному углу левой или правой стороны контакта, в зависимости от полярности приложенного напряжения. Здесь D_{α} – коэффициент прохождения туннельного барьера, θ_{α} – угол между осью z и направлением движения электронов к интерфейсу. Два других слагаемых $G_{\alpha}^{heter}(k)$ и $G_{\alpha}^{grad}(k)$ представляют собой суммы функциональных зависимостей и интегралов от коэффициентов прохождения D_{α} и параметров $p_{F,\alpha}^{L(R)}$, $l_{\alpha}^{L(R)}$, где $l_{\alpha}^{L(R)}$ – спин-зависимые длины свободного пробега. Процедуры вычисления и явный вид D_{α}, $G_{\alpha}^{heter}(k)$ и $G_{\alpha}^{grad}(k)$ показаны в работах [3,4]. Второе слагаемое $G_{\alpha}^{heter}(k)$ используется для вычисления проводимости при неоднородном распределении тока в точечном магнитном наноконтакте. Третье слагаемое $G_{\alpha}^{grad}(k)$ учитывает градиенты электрохимических потенциалов на границах слоёв МТК.

Туннельное магнитосопротивление точечного МТК

Спин-поляризованные туннельные токи, протекающие через МТК, существенно отличаются для каждой ориентации спина $\alpha=(\uparrow,\downarrow)$ и при Р и АР ориентации намагниченностей электродов. Обычно ТМС определяется безразмерным отношением:

$$\mathrm{TMC}=\frac{I^{\mathrm{P}}-I^{\mathrm{AP}}}{I^{\mathrm{AP}}}\times 100\%, \quad (3)$$

где $I^{\mathrm{P(AP)}}=I_{\uparrow}^{\mathrm{P(AP)}}+I_{\downarrow}^{\mathrm{P(AP)}}$. Результаты вычислений ТМС для несимметричного точечного МТК с различными значениями длинами свободного пробега электронов проводимости $l_{\alpha}^{L(R)}$ и импульсами Ферми $p_{F,\alpha}^{L(R)}$ показаны на рис. 2. Штриховые (красные) кривые вычислены без учёта градиентных слагаемых в разложениях ФГ, сплошные (синии) с учётом. Отметим, что при данных значениях, как показали расчёты, $I_{\uparrow}^{\mathrm{P(AP)}} >> I_{\downarrow}^{\mathrm{P(AP)}}$. На рис. 2а также приведены значения толщины d диэлектрика и приложенного напряжения $V=0.1$ В. При расчётах V_0 принималась равной нулю. Другие значения физических параметров МТК показаны на рис. 2б, где m_B – эффективная масса электронов в диэлектрике в единицах массы свободного электрона m_e. Эффективные массы электронов проводимости в $\mathrm{FM}^{L(R)}$ электродах были равны m_e. Из рис. 2а видно, что учёт градиентов электрохимических потенциалов (третье слагаемое в формуле (2)) существенно увеличивает величину ТМС (сплошная кривая) при больших отношениях $a/l_{\uparrow}^{L}$, что соответствует диффузному режиму проводимости. На рис. 2б показано ТМС, рассчитанное с учётом градиентов электрохимических потенциалов, которое имеет необычный пик при приложенном напряжении $V \sim 0.9$ В.

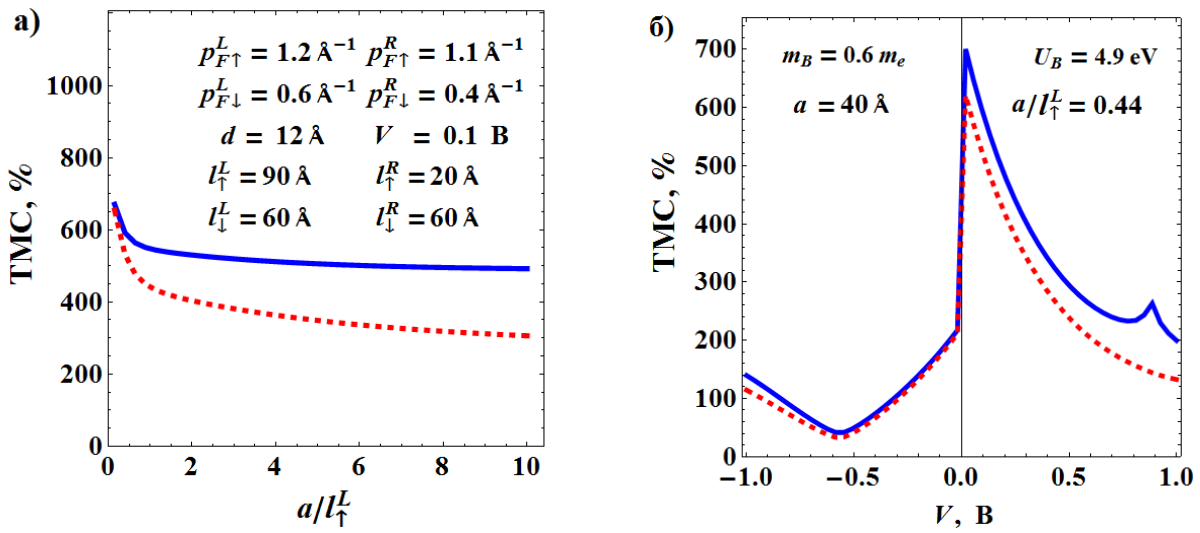


Рис. 2. Зависимости туннельного магнитосопротивления: (а) от отношения радиуса а, диэлектрика МТК к длине свободного пробега электрона проводимости левого FM^L электрода; (б) от приложенного напряжения. Сплошные (синие) кривые вычислены с учётом градиентов электрохимических потенциалов, а штриховые (красные) кривые без учёта.

По нашему мнению, этот пик связан с квантованием энергии электронов проводимости вблизи границ FM/диэлектрик и с сужением площади контакта. Здесь происходит эффект накопления электронов с одной проекцией спина и его переворота из одной спиновой подзоны в другую. На интерфейсе FM/диэлектрик спин зависимые электрохимические потенциалы имеют разные градиенты (и противоположную кривизну) выше и ниже энергии Ферми и совместно с обменной энергией усиливают проводимость электронов с одной проекцией спина. Эти эффекты при определенном сочетании параметров МТК с ограниченной геометрией приводят к резкому увеличению (резонансу) спин-поляризованной составляющей туннельного тока, например, $I^{\mathrm{P}}_{\uparrow}$ при определённом напряжении.

Представленные теоретические зависимости ТМС могут быть использованы при интерпретации экспериментальных данных, полученных при исследовании резистивных свойств точечных МТК, например гетероструктур на основе CoFeB/MgO/CoFe.

Список использованных источников:

1. Tagirov L.R., Vodopyanov B.P., Efetov K.B. Ballistic versus diffusive magnetoresistance of a magnetic point contact // Physical Review B. – 2001. – V.63. – P.104428(4).
2. Useinov A.N., Deminov R.G., Tagirov L.R., Pan G. Giant magnetoresistance in nanoscale ferromagnetic heterocontacts // J. Phys.: Condens. Matter. – 2007. – V.19. – P.196215(10).
3. Усеинов Н.Х. Квазиклассические функции Грина магнитных точечных контактов // ТМФ. – 2015. – Т.183. – С.301-311.
4. Усеинов Н.Х. Квазиклассическая теория спин-поляризованной проводимости и магнитосопротивления в магнитных наногетероконтактах: диссертация док. физ.-мат. наук. – Казань, 2023. – 445 с.

УДК 537.632

Топологические объекты в наноразмерных пленках при приложении внешнего магнитного поля

Филиппова В.В.

аспирант, младший научный сотрудник лаборатории теоретической физики ИФМК УФИЦ РАН

Шульга Н.В.

к.ф.-м.н., научный сотрудник лаборатории антиферромагнетиков и ферритов ИФМК УФИЦ РАН

Дорошенко Р.А.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник ИФМК УФИЦ РАН

Гареева З.В.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник лаборатории теоретической физики ИФМК УФИЦ РАН

Аннотация. *Проведено численное моделирование процессов перемагничивания обменно – связанной магнитной наноструктуры, состоящий из двух слоев с анизотропией типа «легкая ось» и двух слоев с анизотропией типа «легкая плоскость». Исследованы микромагнитные состояния в системе и их трансформация под действием внешнего магнитного поля. Определены условия, необходимые для формирования нетривиальных микромагнитных состояний и топологических дефектов типа точек Блоха. Исследовано влияние констант магнитной анизотропии слоев и межслойного обменного взаимодействия на условия существования и структуру топологических объектов. Моделирование проводилось при помощи программы OOMMF (The Object Oriented MicroMagnetic Framework).*

Ключевые слова: *микромагнетизм, топологические дефекты, наноструктуры, точки Блоха*

Topological objects in nanoscale films when an external magnetic field is applied

Filippova V.V.,

graduate student, junior researcher IPMC UFSC RAS

Shulga N.V.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, researcher at the Laboratory of Antiferromagnets and Ferrites

Doroshenko R.A.,

Doctor of of Physical and Mathematical Sciences, leading researcher at the Laboratory of Antiferromagnets and Ferrites

Gareeva Z.V.

Doctor of of Physical and Mathematical Sciences, leading researcher at the Laboratory of Theoretical Physics of the IPMC UFSC RAS

Annotation. *The processes of magnetization reversal in an exchange-coupled magnetic nanostructure consisting of layers with anisotropy of the “easy axis” type and layers with anisotropy*

of the "easy plane" type were simulated. Micromagnetic states in the system and their transformation under an external magnetic field have been studied. The conditions necessary for the formation of nontrivial micromagnetic states and topological defects such as Bloch points are determined. The influence of the constants of magnetic anisotropy of layers and interlayer exchange interaction on the conditions of stability and the structure of topological objects has been explored. The simulation was carried out using the OOMMF (The Object Oriented MicroMagnetic Framework).

Keywords: *micromagnetism, topological defects, nanostructures, Bloch points*

Большой исследовательский интерес к себе привлекают топологические низкоразмерные структуры в магнитоупорядоченных материалах в виду того, что они обладают широким спектром физических свойств и могут быть использованы в устройствах магнитной памяти нового поколения [1 – 3]. Изучение топологических магнитных структур, таких как локализованные магнитные состояния (вихри, скирмионы, точки Блоха, хопфионы) [1] в кристаллах B20, пленках и синтетических магнитных структурах становится все более актуальным и пользуется повышенным интересом. Одним из условий их реализации является отсутствие операции пространственной инверсии в группе симметрии материала.

Цель проводимой работы заключается в изучении условий, необходимых для реализации магнитных структур вида точки Блоха (ТБ) в синтетических ферромагнитных пленках с различной магнитной анизотропией.

В качестве модельного объекта рассмотрена наноразмерная пленка (рис. 1), состоящая из двухслойных ферромагнитных структур с магнитной анизотропией вида «легкая ось»-«легкая плоскость», связанных друг с другом за счет межслойного обменного взаимодействия. Размеры сторон пленки «a» составляют 200×200 нм, полная высота пленки 96 нм (h = 24 нм). Исследованы процессы намагничивания и перемагничивания пленок под действием магнитного поля, приложенного по нормали к поверхности пленки, изучено два сценария процессов перемагничивания при изменении константы анизотропии: (i) – константы анизотропии типа «легкая ось» у слоев 2 и 3; (ii) – константы анизотропии типа «легкая плоскость» слоя 4.

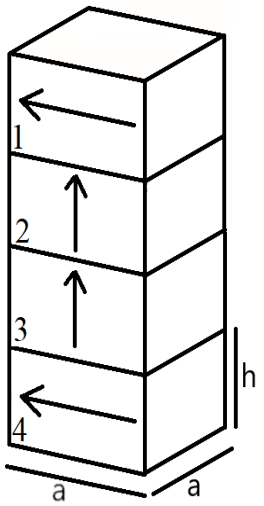


Рис. 1. Схематичное изображение пленки, используемой при моделировании

Расчеты проводились с использованием пакета микромагнитного моделирования Object Oriented Micro Magnetic Framework (OOMMF) [4]. Для расчетов использованы следующие значения параметров M_i = 50 kA/m, $A_{1,4} = 2.9 \cdot 10^{-12}$ J/m, $A_{2,3} = 4 \cdot 10^{-12}$ J/m, $K_{1,4} = -7 \cdot 10^5$ J/m^3, $K_2 = 2 \cdot 10^5$ J/m^3, $K_3 = 2 \cdot 10^3$ J/m^3, $J_{12,34} = 3.5 \cdot 10^{-12}$ J/m, $J_{23} = 0.2 \cdot 10^{-12}$ J/m, данные значения характерны для пленок феррита – граната, где A_i – константа неоднородного обменного взаимодействия i – ого слоя, K_i – константа магнитной анизотропии в i – ом слое,

J_k – константа межслойного обменного взаимодействия, обозначение k = 12, 23, 34 введено с учетом номеров обменно-связанных слоев. Размеры ячейки моделирования составляют (5×5×3) нм.

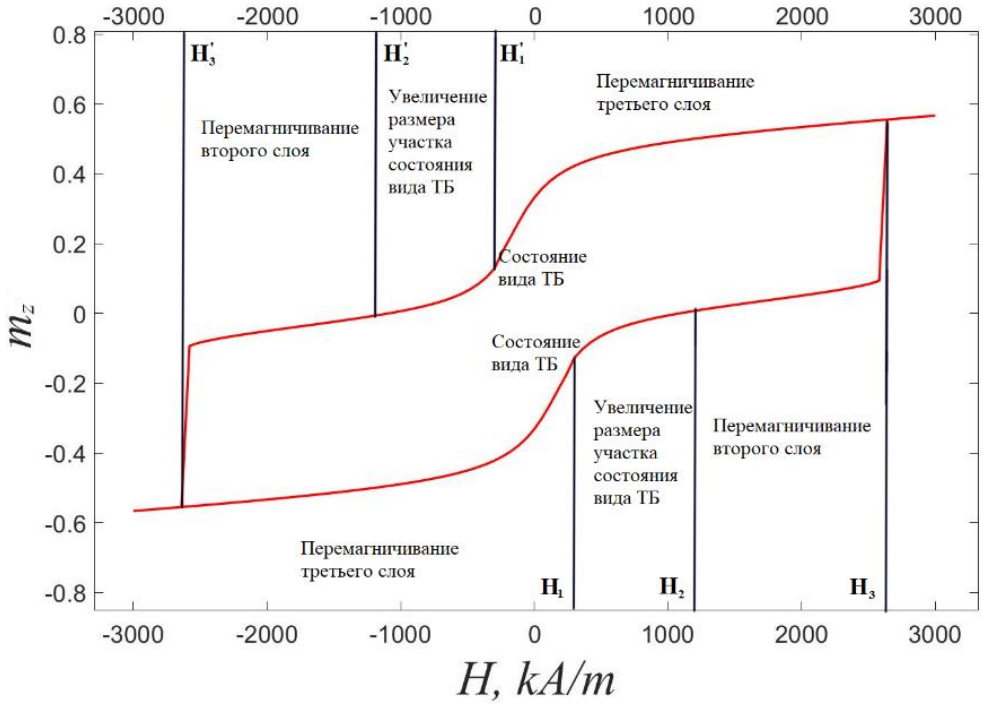


Рис. 2. Гистерезис намагниченности в магнитном поле m_z (H), $K_2 = 2 \cdot 10^5$ J/m^3, $K_3 = 2 \cdot 10^3$ J/m^3.

Исследованы магнитные состояния, формирующиеся в процессе намагничивания и размагничивания рассматриваемой структуры в магнитном поле, приложенном в направлении по нормали к плоскости пленки (рис. 2).

Таблица 1. Параметры (K_2, K_3, H), при которых реализуется магнитная конфигурация вида ТБ

Константы магнитной анизотропии, ×10^3 J/m^3	K_2 = 201,5, K_3 = 3,5	K_2 = 200,5, K_3 = 2,5	K_2 = 199,5, K_3 = 1,5	K_2 = 198,5, K_3 = 0,5
Магнитное поле, kA/m	288	294	300	315

При исследовании влияния константы анизотропии по первому (i) сценарию получили диапазон величин полей, при которых реализуются различные микромагнитные состояния. В табл. 1 приведены величины полей, при которых реализуются состояния типа ТБ (с полярностью -1) при различных значениях констант анизотропии. При исследовании влияния константы анизотропии по второму (ii) сценарию получили, что состояний типа ТБ не наблюдается, однако, в ходе процесса перемагничивания пленки реализуются другие эффекты. При соотношении констант K_4/K_1~0,1 плоскостная ориентация магнитных моментов в четвертом слое отсутствует, процесс перемагничивания последовательных, сначала перемагничивание затрагивает четвертый слой, потом третий. При соотношении констант K_4/K_1~0,01 отсутствует плоскостная ориентация в четвертом слое, однако процесс перемагничивания третьего и четвертого слоев происходит одновременно.

Финансирование работы

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 23-22-00225.

Список использованной литературы:

1. M. T. Birch et al. Toggle-like Current-Induced Bloch Point Dynamics of 3D Skyrmion Strings in a Room Temperature Nanowire // Nat Commun. – 2022. – Т. 13. – № 1.
2. Q. L. He, T. L. Hughes, N. P. Armitage, Y. Tokura, and K. L. Wang. Topological Spintronics and Magnetoelectronics. // Nat. Mater. – 2022. – Т. 21 – №1. – С. 15–23
3. К.Л. Мелтов, Топологическая память на многосвязных планарных магнитных наноэлементах. // Письма в ЖЭТФ. – 2023. – Т. 118. – № 2. – С. 95–101.
4. M. J. Donahue and D. G. Porter. OOMMF User's Guide, Version 1.0 // National Institute of Standards and Technology. 1999. – No. NIST IR 6376. – 94 с.

УДК 539.216.2:537.624

Толщинные зависимости коэрцитивной силы трехслойных магнитных пленок, полученных химическим осаждением

Чжан А.В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры ЭФИТ, Сибирский федеральный университет

Орлов В.А.

к.ф.-м.н., заведующий кафедрой ЭФИТ, Сибирский федеральный университет

Аннотация. *В работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований коэрцитивной силы трехслойных пленок, полученных химическим осаждением, в зависимости от толщины немагнитной прослойки и магнитных слоев. Показано, что наблюдаемые изменения коэрцитивной силы в исследуемых системах обусловлены особенностями обменной связи между магнитными слоями с участием атомов промежуточного слоя, а также диполь-дипольного взаимодействия между ними.*

Ключевые слова: *трехслойные магнитные пленки, межслоевое взаимодействие, коэрцитивная сила*

Thickness dependences of coercivity of three-layer magnetic films obtained by chemical deposition

Chzhan A.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of EFIT, Siberian Federal University

Orlov V.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Department of EFIT, Siberian Federal University

Annotation. The paper presents the results of experimental and theoretical studies of the coercivity of three-layer films obtained by chemical deposition, depending on the thickness of the non-magnetic layer and magnetic layers. It is shown that the observed changes in the coercivity in the systems under study are due to the peculiarities of the exchange coupling between the magnetic layers with the participation of atoms of the intermediate layer, as well as the dipole-dipole interaction between them.

***Key words**: three-layer magnetic films, interlayer interaction, coercivity*

Интересным с физической и прикладной точек зрения является эффект значительного уменьшения коэрцитивной силы, который обнаруживается в многослойных пленках, содержащих магнитные слои с немагнитными прослойками [1]. Физические механизмы наблюдаемых изменений коэрцитивной силы во многом неясны. Они в основном связываются с взаимодействием доменных границ, разделяющих домены в соседних магнитных слоях.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований изменения поля смещения петли гистерезиса, а также коэрцитивной силы, в трехслойных пленках, полученных химическим осаждением в зависимости от толщины немагнитной прослойки и магнитных слоев. Показано, что наблюдаемые изменения коэрцитивной силы в исследуемых системах обусловлены особенностями обменной связи между магнитными слоями и дипольной –дипольного взаимодействия между ними.

Образцами для исследований являлись трехслойные пленки, полученных химическим осаждением [2]. Магнитные слои одинаковой толщины были выполнены из аморфного сплава Co-P, промежуточный – из парамагнитного сплава Ni-P.

Рис.1.Зависимость коэрцитивной силы и поля связи от толщины прослойки.

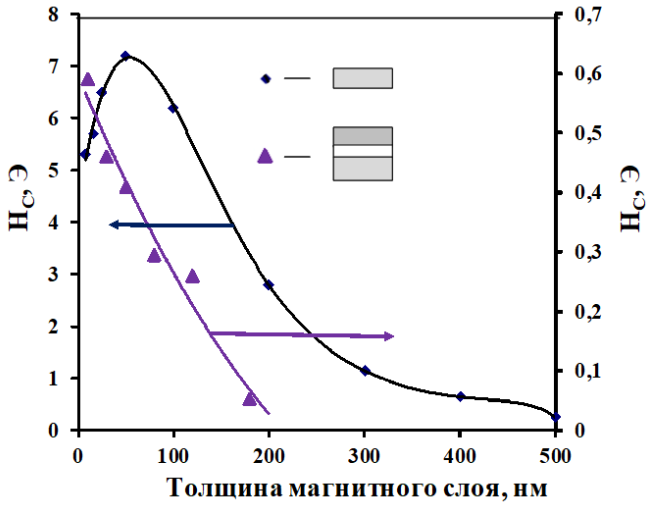


Рис.2. Зависимость коэрцитивной силы от толщины магнитных слоев трехслойных и однослойных пленок.

В том случае, если амплитуда перемагничивающего магнитного поля $H > H_S$, где H_S – поле насыщения, коэрцитивная сила испытывает немонотонную зависимость от толщины прослойки, и при ее значении ~ 2 нм H_C стремится к минимуму и, затем, растет с ростом толщины прослойки (рис.1). Наблюдаемые изменения коэрцитивной силы во многом коррелирует со значением поля смещения петли гистерезиса H_D, наличие которого связывается с разной коэрцитивной силой магнитных слоев [2].

Дальнейшее уменьшение коэрцитивной силы такой структуры можно достичь с помощью увеличения толщины магнитных слоев d. Как показано на рис. 2, с ростом d коэрцитивная сила уменьшается по линейному закону, и при толщине ~ 200 нм H_C достигает ~ 0,05 Э (толщина прослойки составляла ~ 2 нм). На этом же рисунке для сравнения приведена толщинная зависимость коэрцитивной силы однослойной пленки CoP. Из сравнения указанных графиков следует, что наличие прослойки приводит к уменьшению H_C на порядок. Для количественной оценки наблюдаемых изменений коэрцитивной силы от толщины магнитных слоев в работе приводится последовательный расчет поверхностной магнитостатической энергии трехслойной системы. Полученные выражения для критических полей зародышеобразования с учетом магнитостатического взаимодействия магнитных слоев при наличии прослойки хорошо согласуются с наблюдаемыми изменениями коэрцитивной силы.

Список использованных источников

1. Васьковский В.О., Савин П.А., Лепаловский В.Н., Кандаурова Г.С., Ярмошенко Ю.М. Особенности гистерезисных свойств и доменной структуры слоистых магнитных плёнок // ФММ. - 1995. - Т.79. - №3. - С. 70-77.
2. Chzhan A.V., Podorozhnyak S.A., Shahov A.N., Velikanov D.A., Patrin G.S. Thickness dependences of coercivity on in three layer films obtained by chemical deposition // J. Phys.: Conference Series. VII Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism”. - 2019. - V. 1389. - P. 1–6.
3. Chzhan A. V., Orlov V. A. and Volochaev M. N. Interlayer Interaction and Coercivity of Three-Layer Films.Obtained by Chemical Deposition // Physics of Metals and Metallography, -2023. - Vol. 124. - No. 10. - P. 961–965.

УДК 537.622.6

Тонкие пленки гексаферрита BaM, выращенные методом лазерной молекулярно – лучевой эпитаксии на подложках Al_2O_3

Кричевцов Б.Б.

д.ф.м.н., внс, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

Коровин А.М.

мнс, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

Левин А.А.

к.ф.м.н., снс, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

Сутурин С.М.

к.ф.м.н., внс, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

Федоров В.В.

к.ф.м.н., снс, СПб АУ РАН им. Ж.И. Алферова

Телегин А.В.

к.ф.м.н., внс, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Лобов И.Д.

д.ф.м.н., снс, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Соколов Н.С.

д.ф.м.н., гнс, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

Аннотация. *Работа посвящена исследованию тонких пленок гексаферрита BaM, выращенных методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках C - и R - срезов сапфира Al_2O_3. Приводятся результаты изучения морфологии поверхности с помощью атомно-силовой микроскопии, химического состава полученных пленок методами энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии и рассеяния ионов средних энергий, кристаллической структуры с помощью рентгеновской и электронной дифрактометрии, а также магнитных свойств магнитооптическими и магнитометрическими методами.*

Ключевые слова: *лазерная молекулярно-лучевая эпитаксия, гексаферриты, кристаллическая структура, процессы намагничивания*

BaM-type hexaferrite thin films grown by laser molecular beam epitaxy on Al_2O_3 substrates

Krichevtsov B.B.

Dr. Sc., Leading researcher, Ioffe Institute

Korovin A.M.

Junior researcher, Ioffe Institute

Suturin S.M.

PhD., Leading researcher, Ioffe Institute

Fedorov V.V.

PhD., Senior researcher, Alferov University

Levin A.A.

PhD., Senior researcher, Ioffe Institute

Telegin A.V.

PhD., Leading researcher, IMP UB RAS

Lobov I.D.

Dr. Sc., Senior researcher, IMP UB RAS

Sokolov N.S.

Dr. Sc., Principal researcher, Ioffe Institute

Annotation. *The work is dedicated to the study of thin films of BaM hexaferrite grown by laser molecular beam epitaxy on C - and R - cuts Al_2O_3 sapphire substrates. The results of studying the surface morphology using atomic force microscopy, the chemical composition of the resulting films by energy-dispersive X-ray spectroscopy and medium energy ion scattering, their crystal structure using X-ray and electron diffraction are presented as well as magnetic properties by magnetooptical and magnetometric methods.*

Keywords: *laser molecular beam epitaxy, hexaferrites, crystal structure, magnetization processes*

Применения тонкопленочных структур магноники для передачи и обработки информации с помощью пакетов спиновых волн требуют выполнения ряда условий, к которым, в частности, относятся: нормальная к плоскости структуры ориентация намагниченности в отсутствие магнитного поля, узкая линия ферромагнитного резонанса (ФМР), высокое значение намагниченности насыщения [1]. Как показывают исследования, одновременно выполнить все эти условия достаточно сложно. Тонкие пленки иттриевого феррита граната YIG, имеют рекордно узкие линии ФМР, но характеризуются малыми значениями поля магнитной анизотропии и ориентацией намагниченности в плоскости в отсутствие магнитного поля [2]. Ферримагнитные шпинели имеют более высокие значения намагниченности насыщения и поля магнитной анизотропии, но также демонстрируют in-plane ориентацию намагниченности и более широкие линии ФМР [3]. Реализация нормальной к плоскости пленки ориентации намагниченности **M** возможна в структурах на основе гексаферритов, в частности, гексаферрита BaM ($BaFe_{12}O_{19}$), благодаря сильному полю одноосной магнитной анизотропии ($H_a \sim 18$ kOe). Кроме того, вследствие больших величин H_a и намагниченности насыщения ($4\pi M_s = 4{,}6$ kG), устройства на основе гексаферрита BaM могут работать на частотах до 60-100 GHz.

В представленном докладе приводятся результаты работ по росту и исследованию тонких пленок гексаферрита BaM, выращенных методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии, проводимых в ФТИ им. А.Ф. Иоффе и ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН. Тонкие пленки гексаферрита BaM выращивались в ФТИ на подложках сапфира Al_2O_3 с ориентацией (0001) (C – срез) и (01-12) (R – срез). В первом случае ось C_3 сапфира направлена нормально к плоскости подложки, во втором под углом. Химический состав пленок изучался с помощью метода энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX), а также методом рассеяния ионов средних энергий (MEIS). Кристаллическая структура анализировалась in-situ с помощью дифракции быстрых электронов в отражении (RHEED), а также методами рентгеновской дифрактометрии (XRD) с использованием порошкового дифрактометра D2 Phaser (Bruker AXS, Germany) и дифрактометра SuperNova (Agilent, Oxfordshire, UK). Изучение статических магнитных свойств проводилось с помощью вибрационной магнитометрии (VSM) (Lake Shore Cryotronics) и магнитооптических методов, в частности полярного эффекта Керра (PMOKE). Кривые намагничивания измерялись при приложении магнитного поля H, как нормально, так и в плоскости структуры. Спектры ФМР измерялись с помощью спектрометра электронного парамагнитного резонанса JEOL-PE3 и генератора на лампе обратной волны Г4-141 (диапазон частот 38 – 53 GHz). Магнитооптические спектры PMOKE, поперечного эффекта Керра (TKE) и магниторефрактивного эффекта (MRE) исследовались в диапазоне энергий фотонов 1,5 - 4 эВ. Для изучения морфологии поверхности использовался атомно-силовой микроскоп (AFM) Integra производства NT MDT (Москва,

Зеленоград).

Исследования химического состава выращенных пленок показали, что в них реализуются соотношения элементов, соответствующие гексаферриту BaM ($BaFe_{12}O_{19}$). В тоже время, анализ картин RHEED и данных XRD не выявил присутствия кристаллической решетки BaM в *as-grown* структурах. Кристаллическая структура BaM появляется только после отжига на воздухе при T = 1000 ºC. Ее исследования с помощью XRD и RHEED показали, что направление гексагональной оси в отожженных пленках, выращенных на подложках C - среза сапфира $Al_2O_3(0001)$ совпадает с направлением оси C_3 в подложке. Поверхность отожженной структуры состоит из набора нанокристаллитов, обладающих выраженной огранкой, характерной для кристаллов, у которых ось 6-го порядка, направлена нормально к подложке.

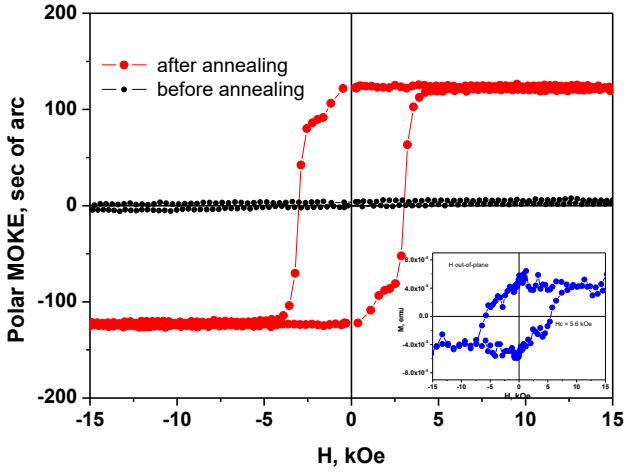


*Рис.1. Петли гистерезиса PMOKE в пленке толщиной 50 nm до и после отжига в out-of-plane магнитном поле **H**. На вставке петля гистерезиса, полученная с помощью VSM.*

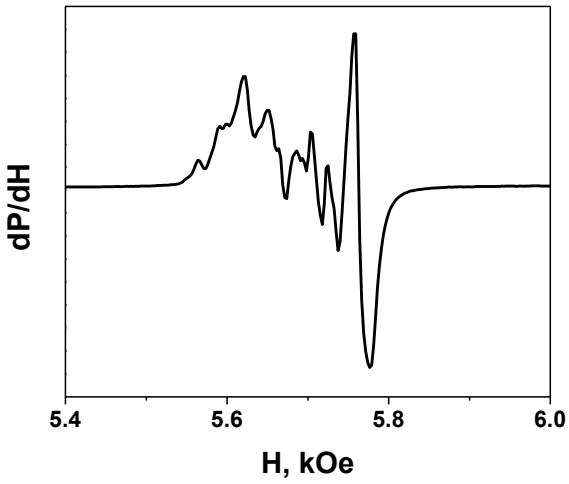


Рис.2. Спектр ФМР в отожженной пленке толщиной 50 nm, выращенной на $Al_2O_3(0001)$.

Исследования магнитных свойств показали, что только в отожженных пленках $BaFe_{12}O_{19}$ наблюдаются ярко выраженные петли магнитного гистерезиса. Так, в пленках толщиной h ~ 50nm, выращенных на $Al_2O_3(0001)$, после отжига видны практически прямоугольные петли гистерезиса с остаточной намагниченностью $M_r \approx M_s$ (Рис.1). Магнитометрические измерения показали, что величина M_s в пленках близка к наблюдаемой в монокристаллах $BaFe_{12}O_{19}$. При увеличении толщины пленки до h = 250-500 nm прямоугольность петель и величина намагниченности уменьшается, что свидетельствует о появлении неоднородности магнитной структуры [4]. Тем не менее, остаточная намагниченность M_r остается близкой к M_s. Как показал эксперимент, прямоугольность петель не ухудшается в многослойных структурах, когда на подложке одна за другой выращиваются и отжигаются пленки гексаферрита BaM толщиной 50 nm.

Спектр ФМР в пленке толщиной 50 nm, выращенной на $Al_2O_3(0001)$, на частоте 50 GHz состоит из набора узких, близко расположенных линий (Рис.2). Резонансное поле наиболее сильной линии составляет H_{res} = 5.76 kOe, что позволяет дать оценку поля анизотропии H_a = 16.4 kOe. Ширина линии невелика и составляет $\Delta H_{res} \approx 20$ Oe.

Как показали измерения XRD и RHEED (Рис. 3, 4) в пленке, выращенной на подложке R - среза сапфира $Al_2O_3(01\text{-}12)$, после отжига получается монодоменная структура гексаферрита BaM высокого кристаллического качества, в которой отсутствуют поликристалличность и текстура.

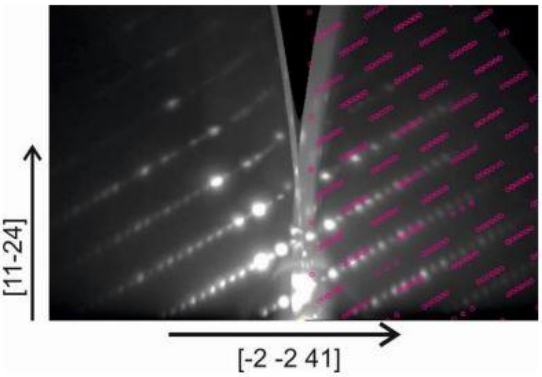


Рис.3. Сечение 3х-мерной реконструкции RHEED образца BaM, выращенного на Al_2O_3(1-102) и прошедшего отжиг.

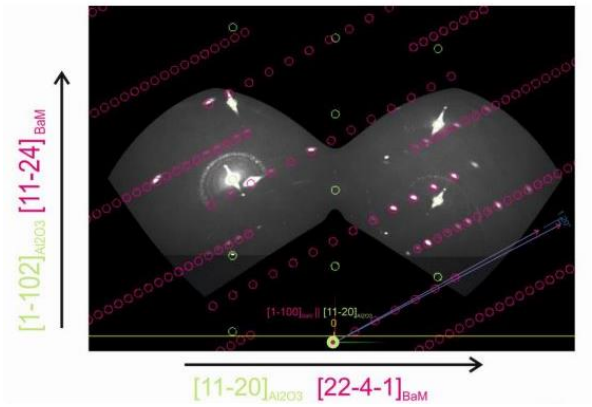


Рис.4. Сечение обратного пространства, снятое с помощью XRD. Красные кружки – модельные положения рефлексов решетки гексаферрита BaM. Зеленые кружки соответствуют подложке Al_2O_3.

Моделирование картин дифракции показало, что плёнка BaM обладает кристаллической решеткой гексаферрита BaM (PDF-2 01-075-9113). Все рефлексы относятся либо к подложке, либо к пленке BaM и в структуре отсутствуют другие фазы и текстура (развороты вокруг нормали). Получены эпитаксиальные соотношения пленка - подложка: направление $[1\text{-}102]_{Al2O3}$ параллельно $[11\text{-}24]_{BaM}$ в плоскости подложки, а направление $[11\text{-}20]_{Al2O3}$ почти параллельно направлению $[22\text{-}4\text{-}1]_{BaM}$ с разворотом ~1.2° вокруг оси $[1\text{-}100]_{BaM}$. Гексагональная ось пленки отклонена от нормали к поверхности на угол $\varphi \sim 62^o$.

Исследования кривых намагничивания с помощью VSM и PMOKE также показали, что направление оси легкого намагничивания (ОЛН) ориентировано под углом к плоскости подложки. Об этом свидетельствуют азимутальные зависимости петель гистерезиса при ориентации магнитного поля в плоскости структуры (Рис.5,6). Отметим, что при in-plane ориентации поля сигнал PMOKE пропорционален изменению нормальной к плоскости (out-of-plane) компоненты намагниченности $M_{out\text{-}of\text{-}plane}$, а сигнал VSM - изменению in-plane компоненты намагниченности $M_{in\text{-}plane}$. Когда проекция оси легкого намагничивания на плоскость ортогональна направлению **H** ($\theta = 90^o, 270^o$), наблюдаются очень слабые зависимости сигналов PMOKE и VSM от магнитного поля, характеризуемые большой величиной H_c и малым остаточным значением намагниченности (Рис. 5, 6). Когда проекция ОЛН на плоскость параллельна ориентации магнитного поля ($\theta = 0^o, 180^o$), наблюдаются ярко выраженные петли с $H_c \approx 3.5$ kOe и большой остаточной намагниченностью. Расчеты петель гистерезиса в модели Стонера - Волфорта при использовании магнитных параметров объемных образцов BaM дает хорошее описание экспериментов для отклонения ОЛН от нормали к поверхности на угол $\varphi = 62^o$.

Спектральные зависимости магнитооптических эффектов PMOKE, TKE и MRE в структурах $BaFe_{12}O_{19}/Al_2O_3$(0001) показали проявление интенсивных полос при $E_{ph} \approx 3.2$ eV, характерной для монокристаллов гексаферрита BaM.

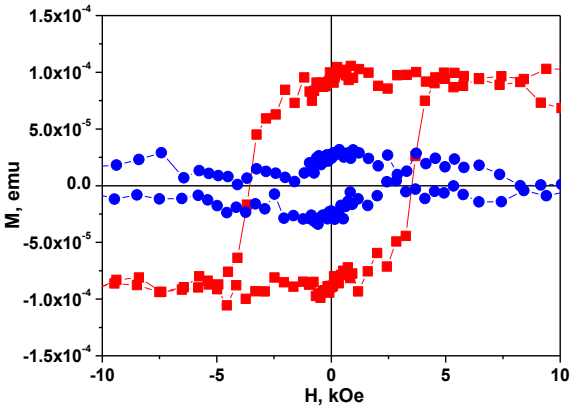


Рис.5. Кривые намагничивания (VSM), при двух ориентациях in-plane магнитного поля H в структуре $BaFe_{12}O_{19}$ /Al_2O_3(01-12). Красные символы $\theta = 0$, синие $\theta = 90^o$.

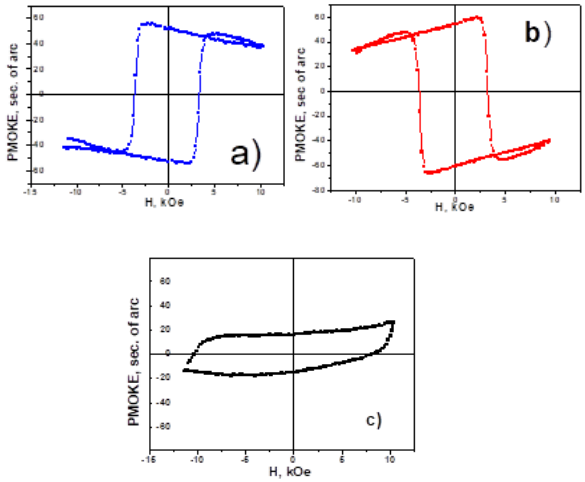


Рис.6. Кривые намагничивания (PMOKE), при трех ориентациях in-plane магнитного поля H в структуре $BaFe_{12}O_{19}/Al_2O_3$(01-12): a) $\theta = 0$, b) $\theta = 180^o$, c) $\theta = 90^o$.

Таким образом, пленки гексаферрита BaM, выращенные на подложках C- или R-среза сапфира, демонстрируют, в отсутствие магнитного поля, нормальную или ориентированную под углом к плоскости ориентацию намагниченности. Величина намагниченности в пленках близка к наблюдаемой в объемных образцах гексаферрита BaM, что показывает перспективность полученных наноструктур для создания СВЧ устройств.

Исследование выполнено счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00768, https://rscf.ru/project/22-22-00768/.
Магнитометрические измерения проводились на оборудовании ЦКП ИФМ УрО РАН.

Список использованных источников:

1. Pullar R.C. Hexagonal Ferrites: A Review of the Synthesis, Properties and Applications of Hexaferrite Ceramics// Progress in Materials Science. – 2012. – v. 57. –C. 1191-1334.
2. Соколов Н.С., Кричевцов Б.Б., Сутурин С.М., Коровин А.М., Федоров В.В., Луцев Л.В., Бурсиан В.Э., Волков М.П. Наноструктуры на основе иттриевого феррита-граната $Y_3Fe_5O_{12}$, полученные методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии//Сборник трудов ННМММ XXIII. – Москва 2018. – С. 640-643.
3. Krichevtsov B.B., Suturin S.M., Korovin A.M., Kaveev A.K., Bursian V.E., Cunado J.L., Sokolov N.S. Diffused magnetic transitions in $NiFe_2O_4/SrTiO_3$(001) epitaxial heterostructures// J. Magn. Magn. Mater. – 2022. – v. 562, ArtNo: #169754.
4. Krichevtsov B., Korovin A., Suturin S., Levin A.A., Lobov I., Telegin A., Badalyan A., Sakharov V., Serenkov I., Dorogov M., Sokolov N. Structural, Magnetic, and Magneto-Optical Properties of Thin Films of BaM Hexaferrite Grown by Laser Molecular Beam Epitaxy//Materials. – v.16. – № 12. –ArtNo: #4417 (2023).

УДК 537.622.4

О влиянии азота при напылении композитных плёнок ($CoFeB + SiO_2$) на их структурные и резонансные магнитные свойства

Котов Л.Н.

д.ф.-м. н., профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники
Сыктывкарский государственный университет

Устюгов В.А.

к.ф.-м. н., доцент, заведующий кафедрой информационной безопасности,
Сыктывкарский государственный университет

Ковалёв П.Д.

магистр, инженер кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Блинов З.Н.

аспирант кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Калинин Ю.Е.
д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,
Воронежский государственный технический университет

Ситников А.В.
д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,
Воронежский государственный технический университет

Аннотация. *В работе исследованы структурные свойства и параметры ферромагнитного резонанса (ФМР) композитных плёнок качественного состава ($CoFeB + SiO_2$) с разными концентрациями металлического сплава двух серий, одна из которых (серия В) была напылена в атмосфере азота, вторая (серия А) - без него. Выявлены и описаны существенные отличия в гранулярной и магнитной структуре указанных композитных плёнок. Описана модель взаимосвязи материальных параметров среды композитной плёнки с положением пика и шириной линии ФМР.*

Ключевые слова: *условия напыления плёнок, гранулярная и гранулярно-перколяционная структура, ферромагнитный резонанс*

On the influence of nitrogen in the sputtering of composite films ($CoFeB + SiO_2$) on their structural and resonance magnetic properties

Kotov L.N.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor, Head of the Department of radiophysics and electronics, Syktyvkar State University

Ustyugov V.A.,

PhD in Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Head of the Department of informational security, Syktyvkar State University

Kovalyov P.D.,

magister's degree student of the Department of radiophysics and electronics, Syktyvkar State University

Blinov Z.N.,

postgraduate student of the Department of radiophysics and electronics, Syktyvkar State University

Kalinin Yu.E.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor, Professor of the Solid-State Electronics Department, Voronezh State Technical University

Sitnikov A.V.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor, Professor of the Solid-State Electronics Department, Voronezh State Technical University

Annotation. *The structural properties and ferromagnetic resonance (FMR) parameters of composite films of qualitative composition (CoFeB + SiO_2) with different concentrations of metal alloy of two series, one of which (series B) was sputtered in nitrogen atmosphere, the second (series A) - without it, have been investigated in this work. Significant differences in the granular and magnetic structure of the above composite films have been identified and described. A model of the relationship between the material parameters of the composite film medium and the position of the peak and the width of the FMR line is described.*

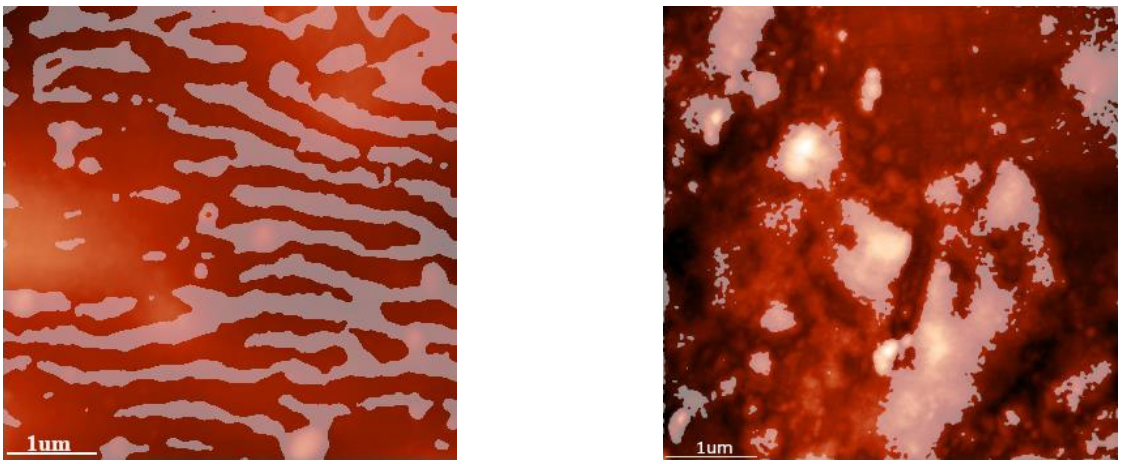
Keywords: *film sputtering conditions, granular and granular-percolation structure, ferromagnetic resonance*

Разнообразие сфер и вариантов применения нанокомпозитных структур обусловливает неугасающий интерес исследователей к совершенствованию методов их изготовления, поиску новых химических составов и геометрических конфигураций, наиболее полно отвечающих требованиям той или иной задачи [1]. В настоящей работе исследованы композитные плёнки качественного состава (CoFeB + SiO_2), полученные методом ионно-лучевого напыления. Для получения плёнок брались мишени в виде пластин из металлического сплава $Co_{41}Fe_{39}B_{20}$ и навесок из диэлектрика SiO_2 и листы лавсана размером 297×210 мм^2. Для анализа влияния условий напыления на структуру плёнок и их магнитные характеристики было получено две серии плёнок:

— серия А, напыление которой проводилось в атмосфере аргона 10^{-4} Па.

— серия В, напыление которой проводилось в атмосфере аргона 10^{-4} Па с добавлением азота 10^{-5} Па.

Толщины и химический состав образцов определялись с помощью сканирующего электронного микроскопа TESCAN MIRA3. Изображения атомно-силовой микроскопии (АСМ) плёнок для статистического анализа гранулярного состава и магнитной структуры получены на атомно-силовом микроскопе NT-MDT (Россия). Резонансные высокочастотные параметры (положение и ширина линии ФМР) были измерены при комнатной температуре с помощью радиоспектрометра РЭ-1306 на частоте переменного магнитного поля 9.36 ГГц. Постоянное и переменное магнитные поля в эксперименте были направлены касательно к плоскости плёнки. Все эксперименты проведены при комнатной температуре. На рис. 1 приведены характерные АСМ изображения рельефа поверхности исследуемых пленок, поверх них полупрозрачным слоем наложено изображение магнитной структуры.



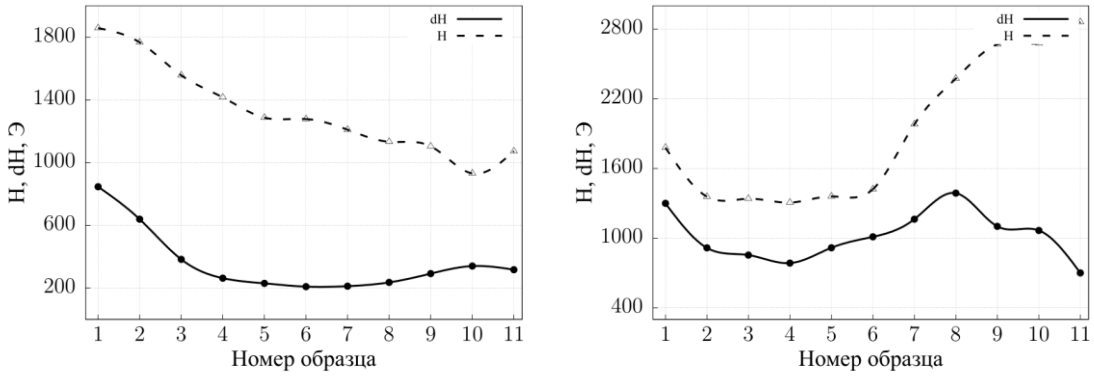
(а) (б)

Рис. 1. Изображения рельефа и магнитной структуры поверхности плёнок ($CoFeB+SiO_2$) с x=0.56 серии А (а) и плёнок с x = 0.52 серии В (б)

Можно видеть, что плёнки А серии при концентрации металлического сплава *x=0.56* обладают высокой однородностью поверхности, перепады по высоте поверхности не превышают 250 нм [3], а магнитный фазовый контраст свидетельствует о наличии гранулярно-перколяционной структуры, среди которой можно выделить и полосовую магнитную структуру (рис.1, *а*) Это косвенно отражает и высокую однородность фазового состава. В противоположность этому в плёнках серии *В* проявляется структура из четко идентифицируемых гранул различного размера. В литературе (например, [4]) влияние азота (реактивного газа) на результат формирования структуры плёнок описано как способствующее созданию гранулированной структуры за счёт рассеяния продуктов эрозии мишени, вследствие чего увеличивается количество центров роста металлических гранул на подложке пленки, а также за счет образования нитридов, обеспечивающих изоляцию гранул. Из рис. 1, *б* видно, что на поверхности плёнки выделяются гранулы различных размеров, причем при увеличении концентрации металла их объединение происходит не в сплошную металлическую матрицу, а в сложные агрегаты отдельных мелких и крупных частиц. Магнитная структура данных плёнок, как видно из рис. 1*б*, также имеет гранулярную структуру, причем области высокой намагниченности ассоциированы с топографическими выпуклостями. Высокая однородность структуры плёнок *А* серии проявляется и на спектрах ФМР. На рис. 2*а* видно, что величина резонансного поля существенно меньше, чем для пленок *В* серии. Для качественного определения резонансной частоты можно воспользоваться известной формулой Киттеля

$$\omega_0 = \gamma\sqrt{H_{res}(H_{res} + 4\Pi M)},$$

из которой очевидно, что при росте намагниченности насыщения (совместном с ростом концентрации металлического сплава) пик линии ФМР смещается в сторону меньших полей. Незначительное изменение ширины линии ФМР можно связать с изменением геометрии плёнки (в первую очередь — с увеличением толщины) с ростом концентрации металлического сплава.



(а) (б)

Рис. 2. Положение (резонансное поле) H и ширина dH линии ферромагнитного резонанса плёнок серии A (а) и серии B (б) от номера образцов

Слабое изменение ширины резонансной линии для плёнок *B* серии имеет место в связи с тем, что хотя гранулярная структура характеризуется параметрами случайного распределения частиц по размерам, но для различных концентраций металлического сплава эти параметры остаются в узких пределах. Это подтверждается автоматизированным анализом изображений АСМ топографии поверхности плёнок, в том числе, и на различных масштабах. Изменение положения пика резонансной линии, по-видимому, происходит благодаря изменению геометрии частиц в объёме плёнки, причем с ростом концентрации металлического сплава частицы остаются обособленными друг от друга за счёт сформированной в процессе напыления немагнитной прослойки.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048).

Список использованных источников:

1. S. Bedanta, A. Barman, W. Kleemann et al. Magnetic Nanoparticles: A Subject for Both Fundamental Research and Applications // Journal of Nanomaterials. — 2013. — Vol. 2013 — Article ID 952540. — P.22.
2. Kotov L. N., Turkov V. K., Vlasov V. S. et al. Relaxation of magnetization in thin composite $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{100-X}$ films // Materials Science and Engineering. — 2006. — Vol. 442, No 1. — P. 352.
3. L. N. Kotov, V. A. Ustyugov et. al. Structure and FMR Characteristics of (CoFeB+SiO2) Magnetic Composite Films // Bulletin of the RAS: Physics, – 2023 – Vol. 87 – No. 3 – pp. 385–388.
4. J. Endo, S. Murakami, S. Fujii et. al. Microstructure and magnetic properties of co-ni thin film sputtered in nitrogen atmosphere //IEEE transactions on magnetics, – 1987 – Vol. MAG-23, – No. 5.
5. Buffler, C. R. Ferromagnetic resonance near the upper limit of the spin wave manifold / C. R. Buffler // J. Appl. Phys. – 1959. – Vol. 30, – no. 4. – P. 172S.

УДК 537.622.4

Влияние технологических параметров роста FeCo нанопроволок на их структурные и магнитные свойства

Хайретдинова Д.Р.

аспирант, лаборант-исследователь лаборатории интеллектуальных сенсорных систем кафедры технологии материалов электроники НИТУ МИСИС

Долуденко И.М.

к.т.н., научный сотрудник лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Волчков И.С.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Панина Л.В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры технологии материалов электроники НИТУ МИСИС

Загорский Д.Л.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Аннотация. *В работе исследованы структурные и магнитные свойства FeCo нанопроволок, полученных методом электрохимического синтеза в порах трековых мембран с различным диаметром пор при различных временах роста. Были выявлены немонотонные зависимости от длины таких параметров как размер кристаллитов и коэрцитивной силы, что объясняется эффектом аномального соосаждения железа.*

Ключевые слова: *нанопроволоки,* электрохимический синтез, аномальное соосаждение, коэрцитивная сила

Influence of technological parameters of FeCo nanowire growth on their structural and magnetic properties

Khairetdinova D.R.,

Postgraduate student, laboratory researcher, Laboratory of Intelligent Sensor Systems, Department of Electronic Materials Technology, NUST MISIS

Doludenko I.M.,

Candidate of Technical Sciences, Researcher of laboratory of the growth of thin films and inorganic nanostructures of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC «Kurchatov Institute»

Volchkov I.S.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of laboratory of the growth of thin films and inorganic nanostructures of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC «Kurchatov Institute»

Panina L.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of Department of Electronic Materials Technology, NUST MISIS

Zagorskiy D.L.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher of laboratory of the growth of thin films and inorganic nanostructures of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC «Kurchatov Institute»

Annotation. *The structural and magnetic properties of FeCo nanowires obtained by electrochemical synthesis in the pores of track membranes with different pore diameters and growth times were investigated in the study. Non-monotonic dependencies of parameters such as crystallite size and coercive force were observed, which can be explained by the effect of anomalous iron co-deposition.*

Keywords: *nanowires, electrochemical synthesis, anomalous codeposition, coercive force*

Введение

Нанопроволоки (НП) из ферромагнитных материалов могут использоваться во множестве применений, например, в качестве постоянных микромагнитов, а также функциональных материалов для применения в электронике, спинтронике и медицине [1-2]. Интерес представляет как использование НП в ростовых матрицах, так и отдельных НП вне матрицы [3-4]. Одной из особенностей НП, полученных методом матричного синтеза, является возможность контроля их свойств с помощью регулировки режимов их получения (напряжения осаждения, плотности тока, состава электролитов), а также с помощью изменения геометрии матриц и их материала (диаметр пор, плотность пор). В совокупности методика матричного синтеза позволяет получать наноструктуры не только с заданными размерами, но также и свойствами [5]. Между тем, существует ряд проблем, связанных с получением НП таким методом. Во-первых, остаются не до конца изученными процессы электрохимического осаждения материалов в ограниченных объемах пор, например, эффект аномального соосаждения железа [6]. Эта проблема обуславливает элемент непредсказуемости структуры и геометрии получаемых материалов. Во-вторых, не является полностью отработанной технология получения НП с заданными геометрией и свойствами. Так, длина НП может влиять на кристаллическую структуру и магнитные свойства. В работе рассмотрены особенности получения FeCo НП и их влияние на структурные и магнитные свойства материала.

Материалы и методы

Массивы НП были получены методом электрохимического осаждения в поры промышленных трековых мембран (ТМ) из ПЭТФ (ОИЯИ, г. Дубна) толщиной 12 микрон. Плотность пор N (10^9 пор/см^2) зависит от их диаметра D: D = 100 нм, N = 1,2; D = 65 нм, N = 4,5; D = 30 нм, N = 9.

Для получения НП использовался следующий электролит: $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ – 0,173 М, $CoSO_4 \cdot 7H_2O$ – 0,057 М, $CoCl_2 \cdot 6H_2O$ – 0,168 М. В электролите был использован ряд добавок: H_3BO_3 в качестве буферной добавки для поддержания pH электролита, $C_6H_8O_6$ для предотвращения окисления ионов Fe^{2+} в Fe^{3+}, $C_{12}H_{25}SO_4Na$ – поверхностно активное вещество, предотвращающее образование крупных пузырьков водорода и смачивающее поверхность мембраны. Подготовка ТМ к электрохимическому осаждению и само осаждение проводилось по методике, описанной в [7]. В качестве источника использовался потенциостат-гальваностат Ellins P-2X. В работе было получено 3 серии образцов НП с различными временами осаждения, которые определяли высоту фронта роста массива НП. Максимальное время осаждения определялось по хроноамперограммам. Анализ длин НП проводился на растровом

электронном микроскопе (РЭМ) JSM 6000 Plus. Рентгенофазовый анализ (РФА) НП проводился на порошковых дифрактометрах Miniflex-600 и X'PERT PRO MPD, с излучением CuKα = 0,154 нм. Магнитные свойства НП были исследованы методом вибрационной магнитометрии на модернизированном магнитометре МВ-07 в двух положениях поля – вдоль нормали к плоскости мембраны (OOP) и в плоскости мембраны (IP).

Обсуждение результатов

РЭМ образцов позволила определить среднюю длину НП в массиве, которая представлена на рис.1 в зависимости от времени роста.

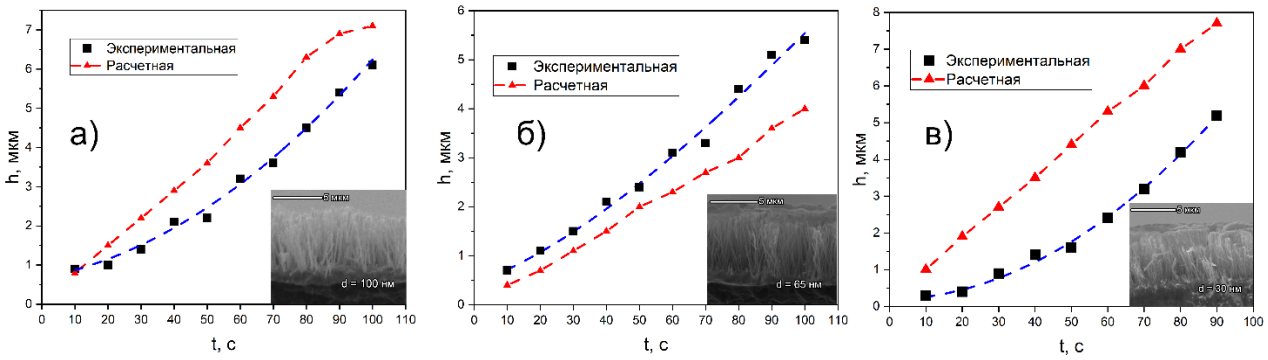


Рис.1. Зависимость длин НП от времени их роста для ТМ с диаметром пор а) 100 нм; б) 65 нм; в) 30 нм. На вставках приведены примеры полученных изображений.

Как видно, наблюдается небольшое отклонение от линейной зависимости, особенно для НП с меньшим диаметром.

Результаты РФА показали, что содержание Fe в составе НП зависит от длины (рис. 2). Для всех диаметров НП наблюдается отклонение содержания Fe относительно концентрации ионов Fe^{2+} (43 %) в электролите, что подтверждает эффект аномального соосаждения железа. Однако, для НП с диаметром 30 нм наблюдается стабилизация концентрации Fe по длине НП и приближение состава к эквиатомному. Кроме этого, средний размер кристаллитов в НП для всех диаметров также изменяется по мере увеличения их длины, что может быть связано не только с количеством Fe в составе, но и с ростовыми особенностями НП.

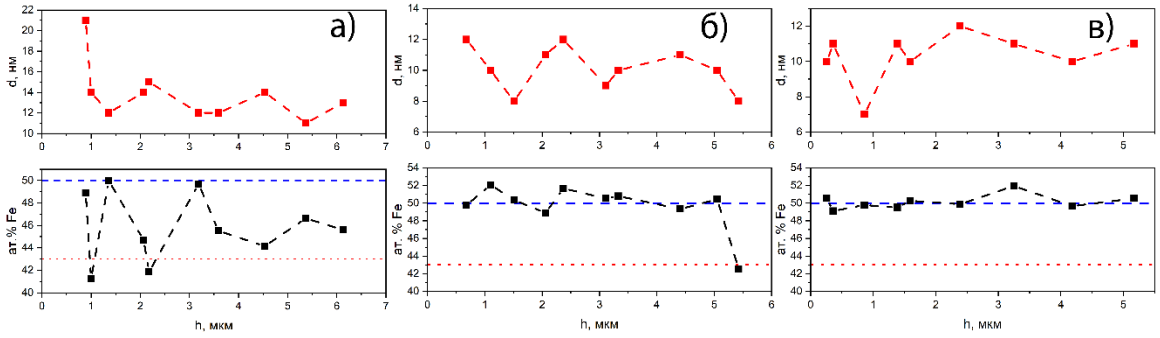


Рис. 2. Зависимости размера кристаллитов d и содержания Fe в составе НП от их длины: а) D=100 нм; б) D=65 нм; в) D=30 нм. Пунктирная красная линия на нижних рисунках соответствует содержанию железа в электролите

Исследования магнитных свойств показали, что величина коэрцитивной силы (H_c) сильно зависит от диаметра НП и от их длины (рис. 3).

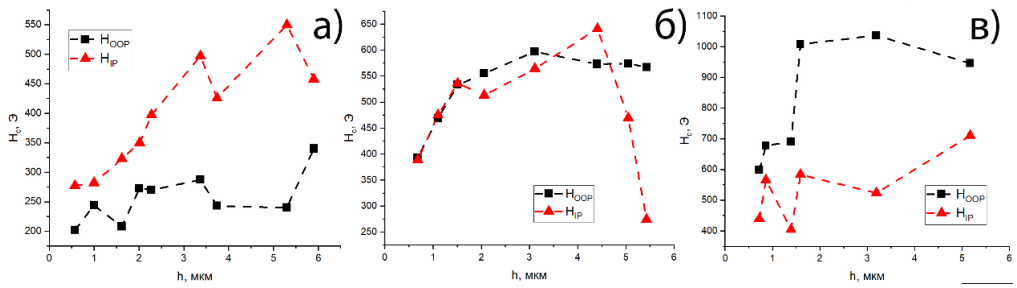


Рис. 3. Зависимости H_c в двух положениях поля для НП с диаметром а) 100 нм; б) 65 нм; в) 30 нм

Для НП с диаметром 100 нм характер изменения H_c коррелирует с изменением содержания Fe в составе НП. Наибольшие значения H_c наблюдаются для длины 5,3 мкм при IP направлении поля. Для НП с диаметром 65 нм зависимость H_c от длины при приложении поля в направлении OOP имеет более монотонный характер, причем наблюдается выход на плато при достижении длины приблизительно в 3 мкм. Зависимость H_c в поле IP имеет более сложный характер, при этом значения изменяются скачкообразно. Это может быть объяснено как нестрогой сонаправленностью внешнего магнитного поля и плоскостью образца, так и отклонением содержания Fe в составе НП. Для НП с диаметром 30 нм зависимости также имеют немонотонный характер. Это может быть объяснено отклонением направления внешнего магнитного поля относительно положения OOP и IP образцов. Для всех длин НП значение H_c больше при поле, приложенном в направлении OOP. Максимальные значения H_c = 1035 Э наблюдаются при длине НП, равной 3,2 мкм.

Благодарности. Работа по получению НП и исследованию их структурных свойств проведена в рамках Государственного Задания НИЦ «Курчатовский институт». Магнитные измерения проведены на базе НИТУ МИСИС в рамках программы «Приоритет 2030» (проект К6-2022-043).

Список использованной литературы:

1. Moreno J.A., Bran C., Vazquez M. et al. Cylindrical Magnetic Nanowires Applications // IEEE Transactions on Magnetics. – 2021. – Т. 57. – № 4. – С. 800317.

2. Naud C., Thebault C., Carriere M. et al. Cancer treatment by magneto-mechanical effect of particles, review // Nanoscale Advances. – 2020. – Т. 2. – С. 3632.

3. Piraux L., Gomes T.D.C.S.C., Araujo F. A. et al. 3D magnetic nanowire networks // Magnetic Nano-and Microwires. – Woodhead Publishing, 2020. – с. 801-831.

4. Hangarter C.M., Rheem Y., Yoo B. et al. Hierarchical magnetic assembly of nanowires // Nanotechnology. – 2007. – Т. 18. – С. 205305.

5. Panina L.V., Zagorskiy D.L., Shymskaya A. et al. 1D Nanomaterials in Fe-Group Metals Obtained by Synthesis in the Pores of Polymer Templates: Correlation of Structure, Magnetic, and Transport Properties // Physica Status Solidi A. – 2022. – Т. 219. – № 3. – С. 2100538.

6. Mansouri N., Benbrahim-Cherief N., Chainet E. et al. Electrodeposition of equiatomic FeNi and FeCo nanowires: Structural and magnetic properties. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. – Т. 493. – С. 165746.

7. Долуденко И. М. Особенности заполнения пор трековых мембран при синтезе нанопроволок из сплава FeNi //Перспективные материалы. – 2021. – №. 8. – С. 74-80.

УДК 314.748

Влияние легирования алюминием на структуру, магнитные и магнитотепловые свойства феррита магния

Лазарева Е.В.

аспирант, Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова

Киселева Т.Ю.

доцент, д.ф.-м.н., Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова

Худяков К.Е.

бакалавр, Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова

Тяпкин П.Ю.

с.н.с., к.ф.-м.н. Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН

Иваненко И.П.

с.н.с., к.ф.-м.н., Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова

Марков Г.П.

С.н.с., к.ф.-м.н.,Институт физики земли им.О.Ю.Шмидта

Григорьева Т.Ф.

Г.н.с., д.х.н., Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН

Уянга Э.

Др., руководитель группы, Институт физики и технологии Монгольской Академии наук

Жаргалан Н.

Др., руководитель лаборатории, Институт физики и технологии Монгольской Академии наук

Санга Д.

Академик, Институт физики и технологии Монгольской Академии наук

Аннотация. *Методами сканирующей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции, Рамановской и Мессбауэровской спектроскопии, измерением полевых и температурных зависимостей намагниченности насыщения и магнитотеплового эффекта в переменном магнитном поле исследованы образцы* $MgAl_xFe_{2-x}O_4$ *(x=0; 0,2; 0,3; 0,7), синтезированные методом золь-гель. Изучено влияние увеличения концентрации алюминия на кристаллическую и магнитную структуру, магнитотермические свойства частиц феррита.*

Ключевые слова: *ферриты, мессбауэровская спектроскопия, магнитотермия.*

Aluminum substitution influence on the structure, magnetic and magnetothermal properties of magnesium ferrite

Lazareva E.V.

PhD student, Moscow M.V. Lomonosov State University, Faculty of Physics,

Kiseleva T.Yu.

Dr.Sci., associate professor, Moscow M.V. Lomonosov State University, Faculty of Physics,

Khudyakov K.E.

Bachelor, Moscow M.V. Lomonosov State University, Faculty of Physics

Tyapkin P.Yu.

PhD., senior researcher, Institute of Solid State Chemistry and Mechanochemistry SB RAS

Ivanenko I.P.

PhD, senior researcher, Moscow M.V. Lomonosov State University, Faculty of Physics

Markov G.P.

PhD., senior researcher, Shmidt' Institute of the Physics of the Earth

Grigoreva T.F.

Dr.sc., senior researcher, Institute of Solid State Chemistry and Mechanochemistry SB RAS

Uyanga E.

Dr.sci., Institute of Physics and Technology of the Mongolian Academy of Sciences

Jargalan N.

Dr.sci., Institute of Physics and Technology of the Mongolian Academy of Sciences

Sangaa D.

Academician, Institute of Physics and Technology of the Mongolian Academy of Sciences

Annotation. *$MgAl_xFe_{2-x}O_4$ (x=0; 0.2; 0.3; 0.7) samples were studied using scanning electron microscopy, X-ray diffraction, Raman and Mössbauer spectroscopy, and measuring the field and temperature dependences of saturation magnetization and the magneto-thermal effect in an alternating magnetic field. synthesized by the sol-gel method. The effect of increasing aluminum concentration on the crystalline and magnetic structure and magnetothermal properties of ferrite particles was studied*

Keywords: *ferrites, X-ray diffraction, Mössbauer spectroscopy, magnetothermy*

Интерес к исследованию ферритов в виде субмикронных и наноразмерных частиц связан с наличием перспективы их применения в сфере биотехнологий, например, в качестве рабочих компонент композиционных систем для биосенсоров, контрастных агентов, компонент для магнитокоагуляционной терапии. Согласно публикациям в научной периодике, продолжаются работы по поиску оптимальных составов с выявлением физико-химических основ прогнозирования эффективности применения и возможности удешевления синтеза функциональных частиц.

Среди различных составов ферритов со структурой шпинели привлекательным является феррит магния $MgFe_2O_4$, который обладая подходящей температурой и скоростью нагрева в переменном магнитном поле для клинического применения, имеет наименьшую токсичность для организма. Однако продолжаются работы по оптимизации его функциональных характеристик и поиску путей управления функциональными свойствами [1-2].

Сложность исследований оксидных систем на основе компонентов, имеющих различные степени окисления, локальность прохождения реакций, наличие смешанных и метастабильных поверхностных состояний, размерные эффекты и нестехиометричность по кислороду, обуславливает необходимость применения методов, чувствительных к локальному окружению атомов, позволяющих исследовать структурные и размерные особенности на атомно-молекулярном уровне и их влияние на интегральные функциональные характеристики синтезированных частиц. Такими методами являются Мессбауэровская спектроскопия (МС), основанная на исследовании сверхтонких взаимодействий в структуре образца при взаимодействии с гамма-излучением, и спектроскопия комбинационного рассеяния (Рамановская спектроскопия (КР)), физические принципы которой обусловлены влиянием структурного и размерного состояния, поляризуемости субструктурных единиц при взаимодействии с когерентным лазерным излучением на частоту колебаний фононного спектра. Эти два метода в сочетании с методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции позволяют выявить структурно обусловленные особенности функционального магнитного поведения синтезированных частиц.

Целью настоящей работы являлось изучение влияния легирования алюминием на структурные, магнитные и магнитотермические свойства феррита магния, синтезированного методом золь-гель.

В работе исследовались образцы состава $MgAl_xFe_{2-x}O_4$ (x=0.0, 0.2, 0.3 и 0.7), синтезированные методом золь гель. Водный золь был синтезирован из растворов стехиометрической смеси нитратов железа ($Fe(NO_3)_3 9H_2O$), магния ($Mg(NO_3)_2 6H_2O$) и алюминия ($Al(NO_3)_3 9H_2O$) в деионизированной воде. В этот раствор добавлялась лимонная кислота для увеличения растворения нитратов. Затем золь нагревался до 80°C в течение 6 часов для образования геля. Далее образец подвергался отжигу при температуре 1200°C в течение 1 часа.

Анализ структурно-морфологического состоянии образцов проводился методом сканирующей электронной микроскопии. Изображения частиц были получены во вторичных электронах с помощью сканирующего электронного микроскопа Quanta 3D FEG FEI Рентгендифракционные исследования проводили на дифрактометре Panalytical Empyrean с использованием медного анода. Спектры комбинационного рассеяния (КР) снимали на спектрометре Raman Flex400 (PerkinElmer) с оптоволоконным зондом в геометрии отражения, длина волны возбуждения диодного лазера составляла 785 нм. Мессбауэровские спектры снимали на спектрометре MS11O4Em с использованием Co (Rh) источника при комнатной температуре. Магнитные свойства (полевые зависимости намагниченности и их параметры) измеряли при комнатной температуре на вибрационном магнитометре VSM-7407 (LakeShore) в полях до 1.6 Тл. Магнитотермические свойства измеряли на лабораторном приборе во внешнем магнитном поле с частотой 70 кГц и интенсивностью 54,3 мТ. Температуру Кюри определяли по температурным зависимостям магнитной восприимчивости $\chi(T)$. Зависимость $\chi(T)$ при температурах выше комнатной регистрировалась с помощью измерителя температурных изменений магнитной восприимчивости (multi-function kappabridge - MFK1-FA, AGICO).

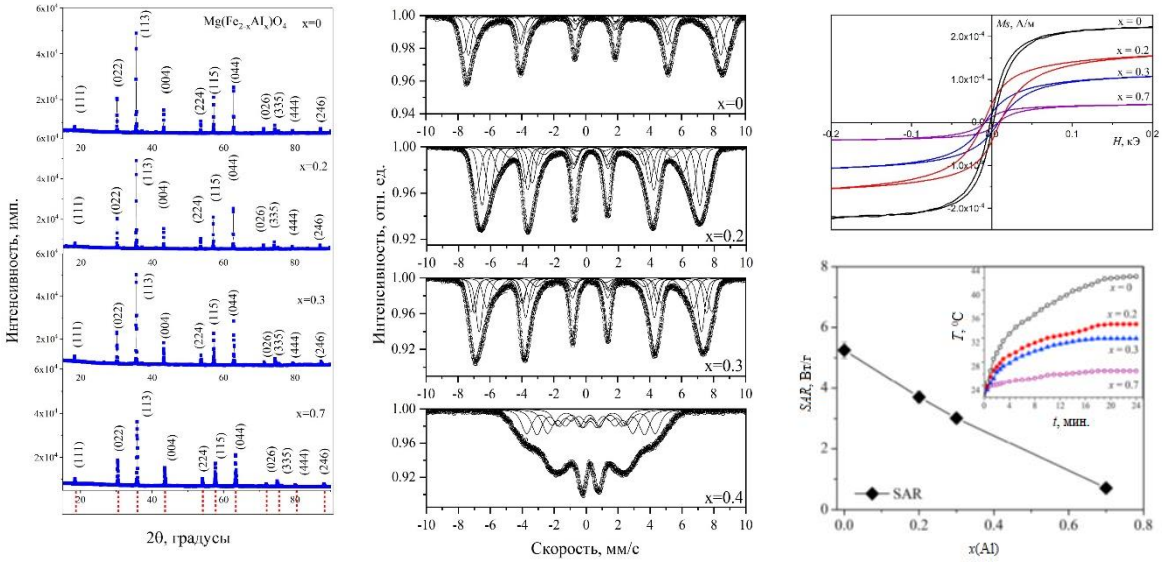


Рис. 1. Рентгендифрактограммы (а), Мессбауэровские спектры (б), полевые зависимости намагниченности (в), SAR и кривые разогрева в переменном магнитном поле (г)

В результате исследования установлено, что частицы синтезированы однофазными в кубической структуре шпинели (Fd-3m), при этом увеличение концентрации алюминия влияет на изменение кристаллической и магнитной структуры частиц. Происходит монотонное уменьшение параметра решетки в диапазоне 8.373 – 8.300 нм, что связано с эффектом замещения катионами меньшего радиуса и формированием более плотной структуры. Наблюдалось уменьшение среднего размера частиц и размеров зерна кристаллической фазы. Синтезированные частицы имели субмикронный размер 400-700 нм и размер областей когерентного рассеяния 130-240, что превышает критический размер магнитной однодоменности. Установлено, что алюминий в исследованном диапазоне концентраций распределяется в обоих подрешетках смешанной структуры магниевого феррита.

Установлено, что увеличение концентрации алюминия приводит к уменьшению среднего магнитного сверхтонкого поля на ядрах Fe $<H_{эфф}(A)>$, $<H_{эфф}(B)>$ и изомерного сдвига *Is*(A), *Is*(B) в обоих подрешетках, уменьшению общего магнитного момента. Общий магнитный момент уменьшается с увеличением концентрации алюминия, что связано с влиянием алюминия на катионное распределение железа по подрешеткам структуры феррита и ослаблением обменного магнитного взаимодействия.

Синтезированные частицы продемонстрировали магнитотермический эффект в переменном магнитном поле с частотой 70 кГц и величиной 54.3 мТ, при этом увеличение концентрации алюминия сказывается на уменьшении способности к разогреву в 5 раз с уменьшением величины температуры разогрева в два раза.

Список использованных источников:

1.Aono H. Development of nano-sized superparamagnetic ferrites having heat generation ability in an ac magnetic field for thermal coagulation therapy. // J. Cheram. society of Japan. -2014.- V. 122. - N. 4.- P. 237-240.

2. Khishigdemberel I., Uyanga E., Hirazawa H. et al. Structural, infrared and magnetic properties of $MgAl_xFe_{2-x}O_4$ compounds: Effect of the preparation methods and Al substitution. // Solid State Sciences.- 2020. -V. 109.- 106400.

УДК 537.86, 538.95

Угловые зависимости параметров ФМР композитных плёнок ($CoTaNb+MgO/SiO_2$)

Котов Л.Н.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Блинов З.Н.

аспирант кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Ковалёв П.Д.

магистр кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Калинин Ю.Е.

д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,
Воронежский государственный технический университет

Ситников А.В.

д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,
Воронежский государственный технический университет

Аннотация. *Исследованы угловые зависимости параметров (ширины и положения линии) ферромагнитного резонанса (ФМР) для двух серий композитных плёнок ($CoTaNb+MgO/SiO_2$) с разными концентрациями металлического сплава x=0.32-0.85, имеющих разную гранулярно-перколяционную структуру. Для композитных плёнок с разными x наблюдается рост параметров ФМР в зависимости от угла между постоянным магнитным полем и плоскостью плёнки, который зависит от микроструктуры плёнок. Установлено, что на основе поведения угловых зависимостей ширины линии и резонансного поля ФМР может быть получена информация о распределении ориентации магнитных гранул и микрообластей и о наличии выделенных направлений или о микроструктуре плёнок.*

Ключевые слова: *ферромагнитный резонанс, угловые зависимости, композитные метал-диэлектрические плёнки, гранулярная, перколяционная структура*

Angular dependencies of FMR parameters composite films ($CoTaNb+MgO/SiO_2$)

Kotov L.N.

Professor, Head. Dept. of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Blinov Z.N.

Postgraduate student of the Dept. of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Kovalev P.D.

Master of the Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Kalinin Yu.E.

Dr. Sc., Professor of the Department of Solid State Electronics,

Voronezh State Technical University

Sitnikov A.V.

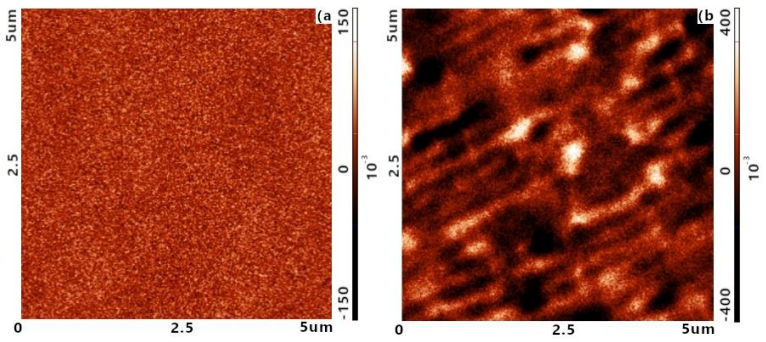
Dr. Sc., Professor of the Department of Solid State Electronics,
Voronezh State Technical University

Annotation. *The angular dependences of the parameters (width and position of the line) of ferromagnetic resonance (FMR) were studied for two series of composite films (CoTaNb+MgO/SiO2) with different concentrations of the metal alloy x = 0.32-0.85, having different granular-percolation structures. For composite films with different x, an increase in FMR parameters is observed depending on the angle between the constant magnetic field and the film plane, which depends on the microstructure of the films. It has been established that based on the behavior of the angular dependences of the linewidth and the FMR resonance field, information can be obtained on the distribution of the orientation of magnetic granules and microregions and on the presence of selected directions or on the microstructure of films.*

Keywords: *ferromagnetic resonance, angular dependences, composite metal-dielectric films, granular, percolation structure*

Композитные плёнки, состоящие из различных магнитных и немагнитных материалов, привлекают особое внимание благодаря их уникальным магнитоэлектрическим характеристикам, на базе которых можно создавать датчики высокой чувствительности к электрическим и магнитным полям. Перспективными материалами для подавления сверхвысокочастотных шумов также могут стать композитные магнитные плёнки [1]. Сильная зависимость свойств плёнок от направления постоянных и переменных магнитных полей по отношению к плоскости композитных плёнок усложняет задачу изменения магнитных свойств плёнок при действии на них электромагнитных полей, а также контроля над этими свойствами. Для того, чтобы определить возможность применения в этих устройствах композитных плёнок, важно знать зависимости интенсивности поглощения электромагнитных полей плёнками от угла φ между плоскостью плёнки и направлением постоянного магнитного поля. В данной работе проведены исследования концентрационных и угловых зависимостей параметров (положения и ширины линии) ферромагнитного резонанса (ФМР) металл-диэлектрических композитных плёнок с разными концентрациями металлических сплавов *x:* {[$(Co_{84}Nb_{14}Ta_2)_x(MgO)_{1-x}$], x=0.32-0.79}, {[$(Co_{84}Nb_{14}Ta_2)_x(SiO_2)_{1-x}$], x=0.31-0.72}.

Напыление плёнок осуществлялось на лавсановый лист с размерами 210×295 мм^2 методом ионной бомбардировки мишеней из металлического сплава $Co_{84}Nb_{14}Ta_2$ и диэлектриков MgO, SiO_2 [2, 3]. Измерения химического состава и толщины композитных плёнок проводились на сканирующем электронном микроскопе TESCAN MIRA3 LMH. Анализ результатов эксперимента был сделан с учётом изображений рельефа и магнито-фазового контраста (МФК) поверхности композитных плёнок, полученных с помощью атомно-силового микроскопа NT-MDT (Россия) (рис. 1) [2,3]. Изучение микроструктуры плёнок (CoTaNb+SiO_2/MgO) на основе полученных изображений магнито-фазового контраста показало, что композитные плёнки с малой концентрацией x = 0.32 - 0.44 обладают гранулированной структурой (рис. 1, *a*), а при x = 0.45 - 0.74 имеют гранулярно-перколяционную структуру, которая может иметь ярко выраженную полосовую магнитную структуру (рис.1, *b*). Для получения спектров ФМР был использован радиоспектрометр ЭПР РЭ-1306. Исследуемые образцы помещались в резонатор, в котором возбуждались СВЧ стоячие волны. Источником СВЧ излучения являлся клистронный генератор, настроенный на частоту 9.36 ГГц. При угле φ =0 постоянное и переменное магнитные поля лежали в плоскости плёнки и были перпендикулярно друг другу.

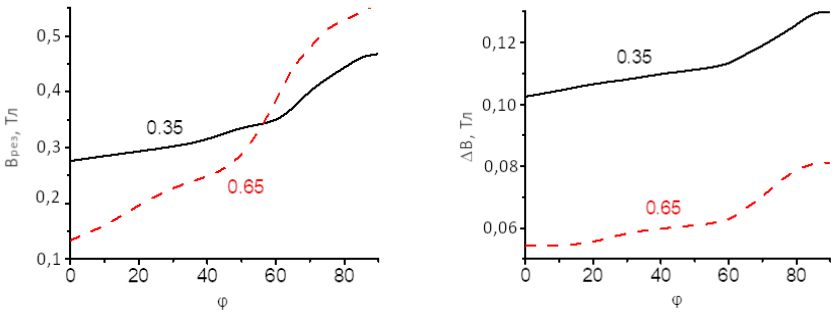


(a) *(b)*

Рис.1. Изображения магнито-фазового контраста композитных плёнок (CoFeB+MgO) с концентрациями x =0.35 (a), 0.66 (b).

На рис. 2 приведены угловые зависимости резонансного поля и ширины линии ФМР для плёнок двух серий с разными диэлектриками *(CoFeB+SiO_2/MgO)* с концентрациями металлического сплава *x* (в атомных долях) =0.34, 0. 35 (*a, b*); 0.65, 0.66 (*c, d*). Выбор плёнок с такими концентрациями *x* для получения угловых зависимостей, обусловлен тем, что для плёнок с *x* =0.35 свойственна доперколяционная или гранулированная структура. А для плёнок с *x*= 0.66 характерна гранулярно-перколяционная структура, для которой имеется большое число протяжённых металлических областей, лежащих в плоскости плёнки (рис.1, *b*). Как видно из рис. 2, для плёнок с разной *x*, при увеличении угла φ наблюдается рост параметров ФМР: резонансного поля $B_{рез}$ и ширины линии ΔB. Весь рабочий интервал углов можно разделить на два участка с медленным и быстрым ростом параметров ФМР от угла φ. Для плёнок (CoTaNb+SiO_2) с концентрацией *x*=0.35 граница этих участков на зависимости $B_{рез}(\varphi)$ наблюдается при φ =63°, а для плёнок с *x*=0.65 граничный угол φ =50° (рис.2, *a, b*). Для зависимостей ΔB(φ) изменение граничного угла намного меньше. Такое поведение $B_{рез}(\varphi)$ свидетельствует о том, что при увеличении угла φ имеется разный рост внутреннего размагничивающего поля магнитных гранул и микрообластей и он изменяется при малой и большой концентрации *x*. При концентрациях ниже 0.35 магнитные гранулы ориентированы хаотично относительно плоскости плёнки, тогда как при *x* > 0.65 магнитные микрообласти находятся в плоскости плёнки. Аналогичное поведение на зависимости параметров ФМР от угла φ наблюдается и для плёнок с другим диэлектриком (CoTaNb+MgO) (рис.2, *c, d*). Это скорее всего связано с тем, что в этих двух сериях композитных плёнок используются разные диэлектрики SiO_2 и MgO, которые обладают разной проводимостью и имеют разные концентрации металлического сплава *x*, при которых начинаются процессы перколяции при напылении плёнок.

a) b)



c) d)

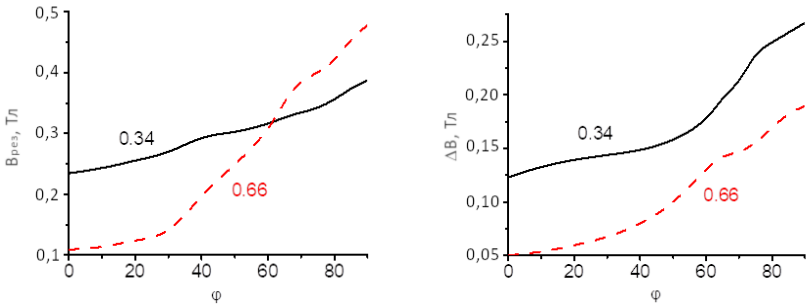


Рис. 2. Угловые зависимости резонансного поля $B_{рез}$ и ширины линии ФМР ΔB композитных плёнок (CoFeB+MgO) при концентрациях x= 0.35 (a, b), 0.66 (c, d).

В результате проведённых исследований были выявлены общие закономерности поведения угловых зависимостей. В их число входит увеличение значения резонансного поля $B_{рез}$ и ширины линии ΔB при росте угла между плоскостью плёнки и направлением постоянного магнитного поля. Анализ угловых зависимостей резонансного поля и ширины линии ФМР показал, что на их поведение большое влияние оказывает микроструктура плёнок, особенно, в области концентраций металлического сплава *x*, при которых наблюдаются структурные переходы, например, от гранулированной к гранулярно-перколяционной структурам композитных плёнок. Результаты работы показывают, что угловые зависимости ширины линии и резонансного поля ФМР могут дать информацию о распределении ориентации магнитных гранул и микрообластей и о их выделенных направлениях.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда, проект №21-72-20048.

Список использованных источников:

1. Ki Hyeon Kim, Shinji Ikeda, Masahiro Yamaguchi, Ken-Ichi Arai. Soft Magnetic Thin Films FeCoHfO for High-Frequency Noise Suppression Applications // Chinese Physics Letters. – 2010. – № 27. – P. 097501-1–097501-4.
2. Kotov L., Vlasov V., Kovalev P. et al, Ferromagnetic Resonance in Nanocomposite MetalDielectric Films With Different types of the Structure // 2023 IEEE International Conference on Next Generation Electronics (NEleX 2023). | 979-8-3503-1908-8/23
3. Котов Л.Н., Устюгов В.А., Власов В.С., Уткин А.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. Структура и ФМР характеристики магнитных композитных пленок (CoFeB+SiO_2) // Известия РАН, Серия физическая – 2023 – т. 87 – No. 3 – с. 441–445.

УДК 537.9

Исследование магнитной структуры ε-Fe_2O_3 методами ядерно-резонансной спектроскопии

Гервиц Н.Е.

к.ф.-м.н., научный сотрудник Лаборатории ЯМР твердого тела Физического института им. П.Н. Лебедева

Ткачев А.В.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник Лаборатории ЯМР твердого тела Физического института им. П.Н. Лебедева

Журенко С.В.

младший научный сотрудник Лаборатории ЯМР твердого тела Физического института им. П.Н. Лебедева

Старчиков С.С.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник Института кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Горбачев Е.А.

к.х.н старший преподаватель Факультета наук о материалах, МГУ-ППИ в Шэньчжэне

Гиппиус А.А.

д.ф.-м.н., профессор Кафедры физики низких температур и сверхпроводимости МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *Эпсилон-фаза оксида железа, которую ранее считали метастабильной, все чаще обнаруживается в горных породах и искусственных материалах. Из всех полиморфов Fe_2O_3 ε-Fe_2O_3 характеризуется наиболее интересным сочетанием уникальных магнитных свойств, прежде всего высокой коэрцитивной силой (20кЭ), сравнительно большой остаточной намагниченностью при малом размере частиц в нанометровом диапазоне. Магнитная структура оксида подлежит дальнейшему уточнению, для чего в данной работе мы впервые используем ЯМР-спектроскопию в нулевом поле на ε-Fe_2O_3 с целью непосредственного определения профиля магнитного поля на атомах железа. Исследование важно как для дальнейшего использования соединения в прикладных целях, так и с точки зрения фундаментальной науки.*

Ключевые слова: *магнитные наночастицы, наноструктуры, ферримагнетизм, ε-Fe_2O_3, ЯМР, Мёссбауэровская спектроскопия*

Study of the magnetic structure of ε-Fe2O3 using nuclear resonance spectroscopy

Gervits N. E.

Ph.D, Researcher of the Solid State NMR Laboratory, Lebedev Physical Institute

Tkachev A.V.

Ph.D, Senior Researcher of the Solid State NMR Laboratory, Lebedev Physical Institute

Zhurenko S.V.

Junior Researcher of the Solid State NMR Laboratory, Lebedev Physical Institute

Starchikov S.S.

Ph.D, Leading Researcher of the A.V. Shubnikov Institute of crystallography of Kurchatov Complex of Crystallography and photonics, NRC “Kurchatov Institute”

Gorbachev E.A.

Ph.D, Senior Lecturer Department of Materials Science, Shenzhen MSU-BIT University

Gippius A.A.

D.Sc., Professor of the Low Temperature Physics and Superconductivity Department, Department of Physics, Moscow State University

Annotation. *The epsilon phase of iron oxide, previously thought to be metastable, is found in rocks and artificial materials. Of all the Fe_2O_3 polymorphs, only ε-Fe_2O_3 is characterized by a combination of unique magnetic properties, primarily a high coercive force (20 kOe), a relatively large remanent magnetization for a small particle size in the nanometer range. The magnetic structure of the oxide is subject to further clarification, for which in this work we use zero-field NMR spectroscopy on ε-Fe2O3 for the first time to obtain directly the profile of the local magnetic field on iron atoms. The study is important both for the further use of the compound for applied purposes and from the point of view of fundamental science.*

Keywords: *magnetic nanoparticles, nanostructures, ferrimagnetism, ε-Fe_2O_3, NMR, Mössbauer spectroscopy*

ε-Fe_2O_3 представляет собой редкую полиморфную модификацию оксида железа(III), привлекающую все больший интерес благодаря своим уникальным магнитным свойствам, сочетающим чрезвычайно высокую коэрцитивную силу и относительно большую намагниченность насыщения [1].

Ранее считалось, что ε-Fe_2O_3 это неколлинеарный четырехподрешеточный ферримагнетик, вероятно, пьезоэлектрик, с тремя октаэдрически и одной тетраэдрически координированными подрешетками, расположенными таким образом, что спины Fe в тетраэдрической подрешетке наклонены относительно спинов в октаэдрических [2]. Температура фазового перехода в парамагнитное состояние составляет около 490 K.

Однако магнитная структура ε-Fe_2O_3 до сих пор остается предметом дискуссии. Первоначальная оценка была подвергнута сомнению: предполагается, что при 300 K в тетраэдрической подрешетке не происходит скоса спинов, а результирующая намагниченность ε-Fe_2O_3 просто обусловлена некомпенсированным магнитным моментом спинов в тетраэдрической и одной из октаэдрических подрешеток, в то время как моменты двух других октаэдрических подрешеток компенсируют друг друга [3]. Кроме того, ε-Fe_2O_3 демонстрирует интересное и еще не до конца изученное поведение при низких температурах.

Применение методов ядерного резонанса – Мёссбауэровской и ЯМР-спектроскопии позволяет углубить наше представление о магнитной структре и потенциальных возможностях применения наноразмерного оксида ε-Fe_2O_3, в частности, напрямую определить профиль локального магнитного поля на атомах железа

Список использованной литературы:

1. Libor Machala, Jiří Tuček, Radek Zbořil. Polymorphous Transformations of Nanometric Iron(III) Oxide// Chem. Mater. –2011. –V. 23. –No 14. –P. 3255–3272
2. E. Tronc, C. Chanéac, J. P. Jolivet et. al. Spin collinearity and thermal disorder in ε-Fe_2O_3 // J. Appl. Phys. – 2005. –V.98. –P. 053901
3. Corbellini L., Lacroix C., Ménard D. et al. The effect of Al substitution on the structural and magnetic properties of epitaxial thin films of epsilon ferrite// Scripta Materialia –2017. –V. 140. –P. 63-66

УДК 539.216.2, 537.621.2

Микроструктура и магниторезистивные свойства сверхрешеток CoFeNi/Cu и CoFeNi/CuIn с различным числом слоев

Найданов И.А.

младший научный сотрудник лаборатории квантовой наноспинтроники ИФМ УрО РАН

Миляев М.А.

д.ф.-м. н., заведующий лабораторией квантовой наноспинтроники ИФМ УрО РАН

Проглядо В.В.

научный сотрудник лаборатории квантовой наноспинтроники ИФМ УрО РАН

Аннотация.

Структурные особенности магнитных сверхрешеток с эффектом гигантского магнитосопротивления могут оказывать значительное влияние на их функциональные характеристики. В работе продемонстрированно послойное изменение микроструктурных и магниторезистивных свойств сверхрешеток $Co_{77}Fe_{17}Ni_6$/Cu и $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu_{96}In_4$. Показано, что использование медно-индиевых прослоек положительно сказывается на магниторезистивных свойствах исследуемых объектов.

Ключевые слова: *магнитные сверхрешетки, эффект гигантского магнитосопротивления, размер кристаллитов, шероховатость интерфейсов, гистерезис*

Microstructure and magnetoresistive properties of CoFeNi/Cu and CoFeNi/CuIn multilayers with different number of layers

Naydanov I.A.

Junior Researcher of the Laboratory of Quantum Nanospintronics, Institute of Metal Physics Ural Branch of RAS

Milyaev M.A.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Laboratory of Quantum Nanospintronics, Institute of Metal Physics Ural Branch of RAS

Proglyado V.V.

Researcher of the Laboratory of Quantum Nanospintronics, Institute of Metal Physics Ural Branch of RAS

Annotation. *Structural properties of magnetic multilayers with giant magnetoresistance effect can have significant influence on their functional characteristics. In this work, the layer-by-layer variation of microstructural and magnetoresistive properties of $Co_{77}Fe_{17}Ni_6$/Cu and $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu_{96}In_4$ multilayers is demonstrated. It is shown that the use of copper-indium interlayers has a positive effect on the magnetoresistive properties of the studied objects.*

Keywords: *magnetic multilayers, giant magnetoresistance effect, crystallite size, interface roughness, hysteresis*

Магнитные сверхрешетки, обладающие эффектом гигантского магнитосопротивления, используются в различных приложения в качестве материалов, чувствительных к магнитным полям. Один из способов получения большой чувствительности в области магнитных полей до 1000 Э состоит использовании немагнитных прослоек в сверхрешетках, толщины которых соответствуют второму максимуму межслойного обменного взаимодействия РККИ типа, что приводит к уменьшению межслойного взаимодействия между ферромагнитными слоями. Поскольку константа обменного взаимодействия при таких толщинах прослоек ослаблена, по сравнению с величиной обменного взаимодействия соответствующего первому максимуму антиферромагнитного упорядочения, существенное влияние на магниторезистивные свойства сверхрешеток оказывают также и структурные особенности пленок. Управление структурными свойствами возможно путем вариации материалов напыляемых слоев в сверхрешетках.

В работе показано, что замена медных прослоек в сверхрешетках $Co_{77}Fe_{17}Ni_6$/Cu на прослойки $Cu_{96}In_4$ приводит к уменьшению размеров кристаллитов. На рис. 1 представлены снимки поверхности сверхрешеток БС/[$Co_{77}Fe_{17}Ni_6$(15)/Cu(22)]$_5$/$Co_{77}Fe_{17}Ni_6$(15)/Ta(50) (образец 1) и БС/[$Co_{77}Fe_{17}Ni_6$(20)/$Cu_{96}In_4$(20)]$_5$/$Co_{77}Fe_{17}Ni_6$(20)/Ta(50) (образец 2), полученных на атомно-силовом микроскопе, где БС = Ta(50)/$(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}$(50). В скобках указаны толщины слоев в Å. Образца были подготовлены методом магнетронного распыления. Толщины немагнитных прослоек и ферромагнитных слоев подбирались таким образом, чтобы сверхрешетки обладали максимальным магнитосопротивлением (МС). Уменьшение размеров кристаллитов при увеличении концентрация In в медно-индиевом сплаве также наблюдалось и в объемных образцах CuIn, что авторы связывают с отрицательной энтальпией смешения сплава [1]. Нами также было обнаружено, что с изменением размеров кристаллитов при замене немагнитных прослоек меди на прослойки $Cu_{96}In_4$ наблюдается изменение гистерезиса магнитосопротивления ΔH (рис. 2 (а)). В случае использования медно-индиевых прослоек в сверхрешетках ΔH значительно уменьшается, что согласуется с работой [2], в которой показана прямая зависимость гистерезиса магнитных материалов от размеров кристаллитов.

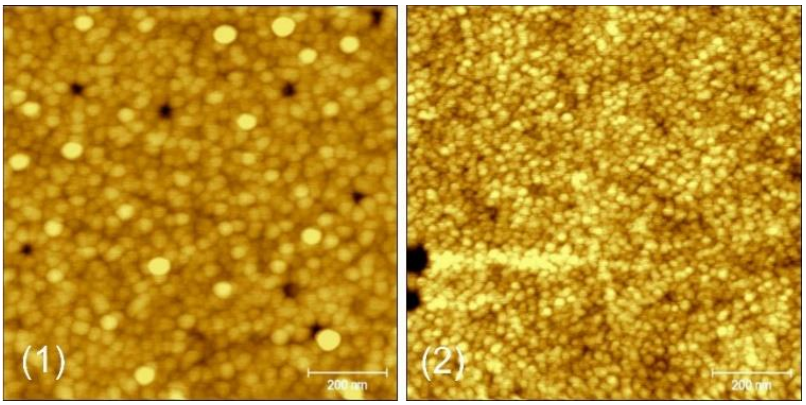


Рис. 1. АСМ снимки поверхности сверхрешеток образцов (1) и (2).

Для анализа послойного изменения магниторезистивных и микроструктурных свойств сверхрешеток были подготовлены две серии образцов с прослойками Cu и $Cu_{96}In_4$, в которых менялось суммарное количество ферромагнитным слоев и немагнитных прослоек *N*. Толщины слоев для сверхрешеток с прослойками Cu и $Cu_{96}In_4$, соответствовали толщинам образцов (1) и (2) соответственно. На рис. 2 (б) представлена зависимость МС сверхрешеток с Cu и $Cu_{96}In_4$

от *N*. В двух сериях образцах наблюдается увеличение МС с добавлением в композицию наноструктур ферромагнитных слоев. В случае сверхрешеток с медными прослойками при *N* = 3 и 4 величина МС составляет менее 2 %, что говорит об отсутствии в них антиферромагнитного порядка. Для сверхрешеток $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu_{96}In_4$ при *N* = 3 и 4 такого явления не наблюдается.

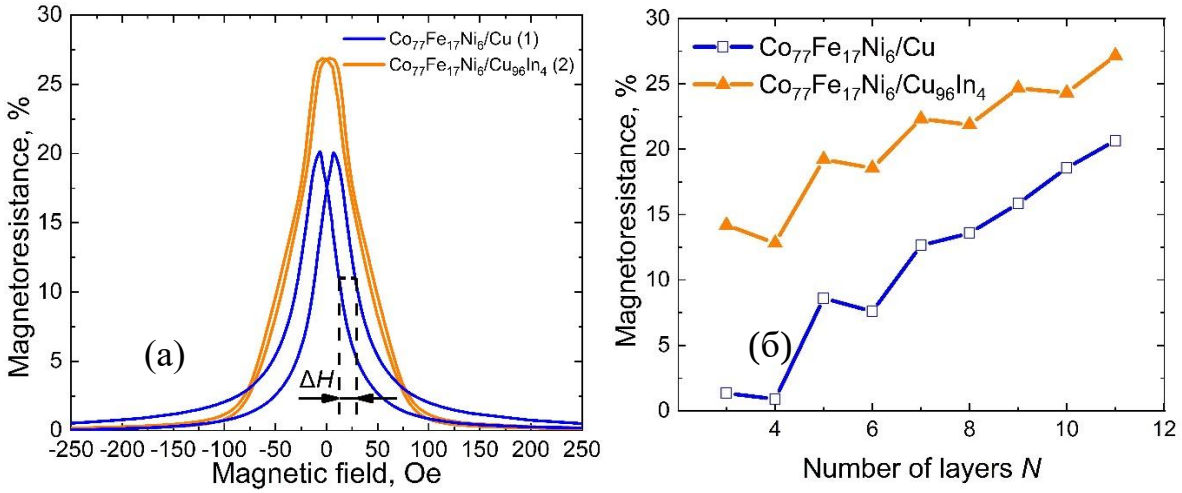


Рис. 2. Кривые магнитосопротивления образцов (1) и (2) (а) и зависимость магнитосопротивления сверхрешеток с прослойками Cu и $Cu_{96}In_4$ от числа слоев N (б).

Для сверхрешеток $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu$ с числом *N* = 11, также обнаружена тенденция к формированию ферромагнитного порядка. Как показано на рис. 3 (а), при толщинах ферромагнитных слоев больше 17 Å МС резко уменьшается, что говорит о формировании ферромагнитного упорядочения в наноструктурах. Помимо этого, из зависимости шероховатости поверхности двух серий сверхрешеток с прослойками Cu и $Cu_{96}In_4$ от *N* (рис. 3 (б)) видно, что с увеличением числа слоев наблюдается большее возрастание амплитуды шероховатости сверхрешеток $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu$, по сравнению с образцами с медно-индиевыми прослойками. Причина подавления антиферромагнитной межслойной связи между ферромагнитными слоями в таких наноструктурах, вероятно, заключается в наличии более шероховатых интерфейсов в сверхрешетках с медными слоями, что облегчает переход в ферромагнитное состояние при возрастании магнитостатического взаимодействия за счет увеличения толщины магнитных слоев. Похожие результаты связанные с уменьшением шероховатости интерфейсов были получены на сверхрешетках Co/Cu при напылении буферного монослоя Ag, что обусловлено меньшим значением поверхностной свободной энергии Ag, по сравнению с Co и Cu [3]. Наличие малых значений шероховатости интерфейсов в сверхрешетках $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu_{96}In_4$ может быть также вызвано малой поверхностной свободной энергией индия [4]. Стоит отметить, что использование сплава CuIn для немагнитных прослоек с концентрации индия больше 8 ат. % приводит к разрушению антиферромагнитного порядка [5]. Таким образом, замена медных прослоек в сверхрешетках на медно-индиевые может приводить к улучшению магниторезистивных свойств только в случае небольших концентраций индия в сплаве.

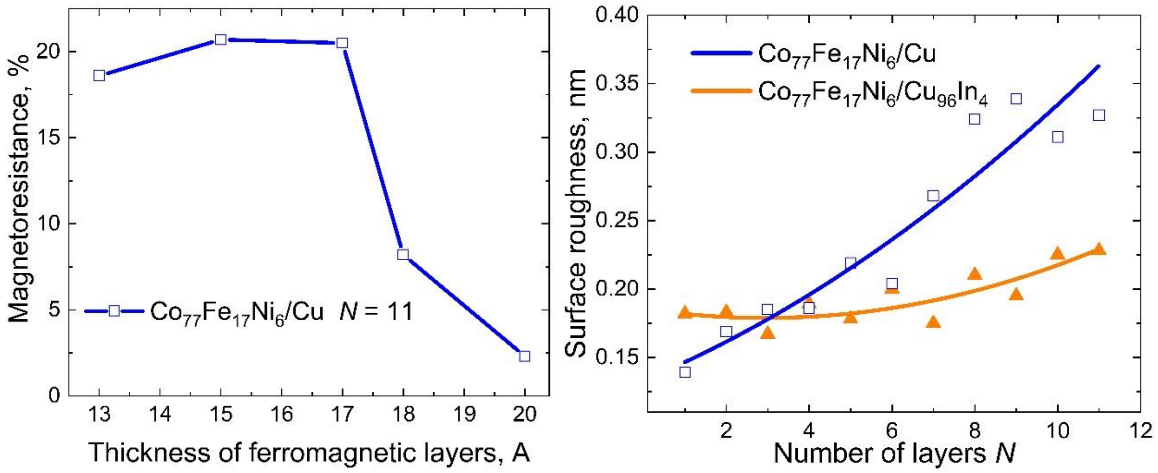


Рис. 3. Зависимость магнитосопротивления $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu$ при N = 11 от толщины магнитных слове (а) и зависимость шероховатости поверхности сверхрешеток с прослойками Cu и $Cu_{96}In_4$ от числа слоев N.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 24-12-20022)

Список использованной литературы:

1. Straumal B.B., Kilmametov A.R., et. al. Transformations of Cu(in) supersaturated solid solutions under high-pressure torsion // Materials Letters. –2015. –Vol. 138. –P. 255–258.
2. Imry Y., Ma S.-K. Random-field instability of the ordered state of continuous symmetry // Phys. Rev. Lett. –1975. –Vol. 32. –P. 1399–1401.
3. Amir S.M., Mukul Gupta, et. al. Surfactant controlled interface roughness and spin-dependent scattering in Cu/Co multilayers // Appl Phys A. –2013. –Vol. 111. –P. 495–499.
4. Tyson W.R., Miller W.A. Surface free energies of solid metals estimation from liquid surface tension measurements // Surface Science. –1977. –Vol. 62. –P. 267–276.
5. Milyaev M.A., Naumova L.I., et. al. Advantages of using Cu(1-x) Inx alloys as spacers in GMR multilayers // Journal of Alloys and Compound. –2022. –Vol. 917. –№165512.

УДК 537.633.9

Влияние концентрации металлической фазы на магниторезистивные свойства гранулированных композитов $(CoFeZr)_x(MgF_2)_{100x}$ и $(CoFe)_x(MgF_2)_{100x}$

Трегубова Т.В.

м.н.с, Воронежский Государственный Технический Университет

Стогней О.В.

д.ф.-м.н., профессор, Воронежский Государственный Технический Университет

Трегубов И.М.

к.ф.-м.н., доцент Воронежский Государственный Технический Университет

Аннотация. *Исследованы электрические и магниторезистивные свойства, а также структура тонкопленочных композитов $(CoFeZr)_x(MgF_2)_{100-x}$ и $(CoFe)x(MgF_2)_{100-x}$ в широком диапазоне концентраций металлической фазы (17 ат.%<x<64 ат.% и 18 ат.%<x<40 ат.%, соответственно). Присутствие циркония в металлической фазе не влияет на величину магниторезистивного эффекта. Выявлено формирование нанокристаллической фазы CoFe в композитах обеих систем.*

Ключевые слова: *композиты, тонкие пленки, магнитосопротивление, электрические свойства, структура*

Influence of metal phase content on magnetoresistive properties of granular composites $(CoFeZr)_x(MgF_2)_{100x}$ AND $(CoFe)_x(MgF_2)_{100x}$

Tregubova T.V.

RA, Voronezh State Technical University

Stognei O.V.

Dr. Sci., Prof., Voronezh State Technical University

Tregubov I.M.

Ph.D, assistant professor, Voronezh State Technical University

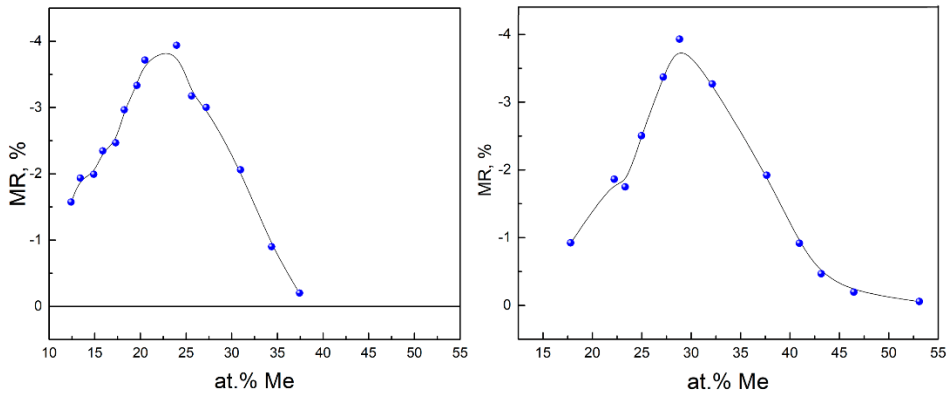
Annotation. *Electrical, magnetoresistive properties and structure were studied of thin-film composites $(CoFeZr)_x(MgF_2)_{100x}$ and $(CoFe)_x(MgF_2)_{100x}$ were studied in a wide range of metal phase concentrations (17 at.%<x<64 at.% and 18 at.%<x<40 at.%). The presence of zirconium in the metal phase does not affect the magnitude of the magnetoresistive effect. The formation of a nanocrystalline CoFe phase in composites of both systems was revealed.*

Keywords: *composites, thin films, magnetoresistance, electric properties, structure*

Наногранулированные тонкопленочные композиты $(CoFeZr)_x(MgF_2)_{100-x}$ и $(CoFe)_x(MgF_2)_{100-x}$ были получены методом ионно-лучевого распыления составной мишени с неравномерным расположением навесок MgF_2 на поверхности основания из металлического сплава CoFeZr в атмосфере аргона. Это позволило получить за один цикл синтеза композиты $(CoFeZr)_x(MgF_2)_{100-x}$ с содержанием металлической фазы от 17 ат.% до 64 ат.% и композиты

$(CoFe)_x(MgF_2)_{100-x}$ – 18 – 40 ат.%. В качестве подложек для исследования электрических и магниторезистивных свойств использовали пластины ситалла СТ-50, для рентгенодифрационных исследований – стеклянные подложки. Толщина полученных пленок составила 0,8 - 2,8 мкм.

Анализ зависимостей удельного электрического сопротивления исследованных композитов от содержания металлической фазы показал, что они являются перколяционными системами. Установлено, что порог протекания (состав композита, при котором происходит резкое уменьшение удельного сопротивления) незначительно смещается «в металлическую» область при добавлении в металлическую фазу (Me) циркония. Порог перколяции составляет 25 ат.% Me в системе $(CoFe)_x(MgF_2)_{100-x}$ и 30 ат.% Me в системе $(CoFeZr)_x(MgF_2)_{100-x}$. Максимум магниторезистивного (MR) эффекта в композитах соответствует порогу перколяции (рис.1) (добавление Zr приводит к его сдвигу в область с высокой концентрацией металлической фазы) при этом, максимальное значение MR не чувствительно к добавлению циркония. В обеих системах максимальное значение MR достигает 3,9 %. Полученные результаты обсуждаются в рамках модели спин-зависимого туннелирования.



а) б)

Рис.1. Концентрационные зависимости магнитосопротивления нанокомпозитов и $(CoFe)_x(MgF_2)_{100-x}$ (а) $(CoFeZr)_x(MgF_2)_{100-x}$ (б).

По данным рентгеновской дифрактометрии в обоих системах в процессе напыления формируются нанокристаллические фазы: металлическая – с решёткой CoFe (размер нанокристаллитов 5-10 нм) и диэлектрическая – с решеткой MgF_2 (размер нанокристаллитов 2-4 нм). С повышением концентрации CoFe и CoFeZr в композитах степень кристалличности металлических фаз повышается, причем, более интенсивно для композитов без циркония; а степень кристалличности фазы MgF_2 снижается – более интенсивно для композитов, содержащих цирконий.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания (проект № FZGM-2023-0006)

УДК 537.9+537.6

Мёссбауэровские и ЯМР-исследования железных нанопроволок, имеющих различные диаметры

Перунов И.В.

м.н.с., Отделение «Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова» НИЦ «Курчатовский институт»

Фролов К.В.

в.н.с., к.ф.-м.н., Отделение «Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова» НИЦ «Курчатовский институт»

Загорский Д.Л.

в.н.с., к.ф.-м.н., Отделение «Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова» НИЦ «Курчатовский институт»

Долуденко И.М.

м.н.с., к.т.н., Отделение «Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова» НИЦ «Курчатовский институт»

Гребёнев В.В.

с.н.с., к.ф.-м.н., Отделение «Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова» НИЦ «Курчатовский институт»

Гиппиус А.А.

профессор, д.ф.-м.н., МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, г.н.с., Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Лупандин Л.М.

студент магистратуры, МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет

Ткачев А.В.

в.н.с., Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Журенко С.В.

м.н.с., Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Чуев М.А.

д.ф.-м.н., зав. лаб. физики поверхности микроэлектронных структур, ФТИАН им. К.А. Валиева РАН

Аннотация. *Нанопроволоки из железа и его сплавов являются перспективными материалами, их магнитные свойства недостаточно хорошо изучены и продолжают интересовать исследователей. В настоящей работе представлены результаты исследования нанопроволок из чистого железа с помощью мёссбауэровской спектроскопии и ЯМР.*
Ключевые слова: *наноструктуры, магнитные нанопроволоки, магнитные свойства, мёссбауэровская спектроскопия, железо, ЯМР-спектроскопия.*

Mossbauer and NMR studies of iron nanowires with different diameters

Perunov I.V.,

junior scientific researcher, Department of the Shubnikov Institute of Crystallography of the National Research Centre "Kurchatov Institute"

Frolov K.V.,

leading scientific researcher, PhD in Physics and Mathematics, Department of the Shubnikov Institute of Crystallography of the National Research Centre "Kurchatov Institute"

Zagorsky D.L.,

leading scientific researcher, PhD in Physics and Mathematics, Department of the Shubnikov Institute of Crystallography of the National Research Centre "Kurchatov Institute"

Doludenko I.M.,

junior scientific researcher, Ph.D. of Engineering Sciences, Department of the Shubnikov Institute of Crystallography of the National Research Centre "Kurchatov Institute"

Grebenev V.V.,

senior scientific researcher, PhD in Physics and Mathematics, Department of the Shubnikov Institute of Crystallography of the National Research Centre "Kurchatov Institute"

Gippius A.A.,

Holder of an Advanced Doctorate (Doctor of Science) in Physics and Mathematics, professor, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics,

leading scientific researcher, Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

Lupandin L.M.,

graduate student, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics

Tkachev A.V.,

senior scientific researcher, PhD in Physics and Mathematics, Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

Zhurenko S.V.,

junior scientific researcher, Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

Chuev M.A.

Holder of an Advanced Doctorate (Doctor of Science) in Physics and Mathematics, head of laboratory of physics of the surface of microelectronic structures, Valiev Institute of Physics and Technology RAS

Annotation. *Nanowires from iron and its alloys are promising materials, their magnetic properties have not been studied enough, and they still attract the attention of researchers. This report presents the results of the study of pure iron nanowires by means of Mössbauer spectroscopy and NMR spectroscopy.*

Keywords: *nanostructures, magnetic nanowires, magnetic properties, Mossbauer spectroscopy, iron, NMR spectroscopy.*

Нанопроволоки (НП) диаметрами до 500 нм, синтезированные различными методами полностью или частично из магнитных материалов, активно исследуются последние 20 лет в связи с их необычными свойствами, обусловленными в первую очередь сильной анизотропией формы. Данные наноструктуры могут в перспективе применяться в качестве сенсоров, в устройствах хранения данных высокой плотности, спинтронике, для генерации и преобразования электромагнитной энергии, а также для биомедицинских целей [1]. Для изучения магнитных свойств железосодержащих НП эффективным методом является ядерная гамма-резонансная (мёссбауэровская) спектроскопия на ядрах ^{57}Fe, поскольку она позволяет проводить исследования не только без приложения внешнего магнитного поля, но и без изменения состояний магнитных ионов. Хорошо дополняющим мёссбауэровскую спектроскопию, близким по точности и эффективности измерения величин магнитных полей на ядрах ^{57}Fe является метод ядерного магнитного резонанса в нулевом внешнем магнитном поле [2,3]. Однако, для чистого железа и железосодержащих соединений количество таких совместных исследований невелико [4-6], а для НП из чистого железа такие измерения ранее не выполнялись.

В данной работе методами ЯМР и мёссбауэровской спектроскопии (МС) на ядрах ^{57}Fe впервые были исследованы магнитные свойства массивов НП железа, электроосаждённые в трековых порах полимерной матрицы с диаметром пор от 35 нм до 600 нм. Первичная характеризация массивов НП была выполнена методами порошкового рентгенофазового анализа (РФА) и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

Исследования выполнены в рамках государственного задания КККиФ НИЦ Курчатовский институт и Физико-технологического института имени К.А. Валиева РАН.

Список использованной литературы:

1. Vázquez M. (ed.). Magnetic nano-and microwires: design, synthesis, properties and applications. – Woodhead Publishing, 2020, Second Edition
2. Bastow T. J., Trinchi A. NMR analysis of ferromagnets: Fe oxides //Solid State Nuclear Magnetic Resonance. – 2009. – Т. 35. – №. 1. – С. 25-31.
3. Streever R. L. Nuclear-Magnetic-Resonance Studies of Fe 57 in Barium Ferrite //Physical Review. – 1969. – Т. 186. – №. 2. – С. 285.
4. Butler M. A., Wertheim G. K., Buchanan D. N. E. Domain and Wall Hyperfine Fields in Ferromagnetic Iron //Physical Review B. – 1972. – Т. 5. – №. 3. – С. 990.
5. Lue C. S. et al. NMR and Mössbauer study of spin dynamics and electronic structure of $Fe_{2+x}V_{1-x}Al$ and Fe_2VGa //Physical Review B. – 2003. – Т. 67. – №. 22. – С. 224425.
6. Miglierini M., Lančok A., Kohout J. Hyperfine fields in nanocrystalline Fe–Zr–B probed by ^{57}Fe nuclear magnetic resonance spectroscopy //Applied Physics Letters. – 2010. – Т. 96. – №. 21.

УДК 543.424

Исследование интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мории в многослойных структурах ТМ/ФМ методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии

Телегин А.В.

к.ф-м.н., зав. лабораторией, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Теплов В.С.

к.ф-м.н., м.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Бессонова В.А.

м.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Самардак А.С.

д.ф-м.н., ректор, Сахалинский государственный университет

Аннотация. *Работа посвящена изучению особенностей магнитных свойств и взаимодействия Дзялошинского-Мории (ВДМ) в многослойных структурах ТМ/ФМ с помощью Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света, Керровской спектроскопии и вибрационной магнитометрии. Определены величины ВДМ в многослойных пленках Pt/Co и наноструктурах, содержащих сплавы Pt-Co и градиентные по составу слои. Рассмотрено низкотемпературное поведение ВДМ в наноструктурах W/CoFeB/MgO. Изучено влияние отжигов в HM/FM наноструктурах с перпендикулярной магнитной анизотропией. Продемонстрирована модуляция ВДМ в структурах Pt/Ru(x)/Co за счет различной толщины барьера Ru между ФМ слоями.*

Ключевые слова: *взаимодействие Дзялошинского-Мории, Мандельштам-Бриллюэновское рассеяние света, металлические наноструктуры, скирмионы, спинтроника*

BLS study of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in HM/FM multilayers

Telegin A.V.

Ph.D., head of the laboratory, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Teplov V.S.

Ph.D., junior scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Bessonova V.A.

junior scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Samardak A.S.

Professor, director, Sakhalin State University

Annotation. *The work is dedicated to the study of the features of the magnetic properties and interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction (iDMI) in heavy metal/ ferromagnetic metal multilayers by means of Brillouin light scattering, Kerr spectroscopy and vibrating magnetometry. The strength of iDMI are determined in multilayered Pt/Co films and nanostructures possessing Pt-Co alloys and compositional gradient layers. Oscillatory-like modulation of iDMI in Pt/Ru/Co heterostructures is demonstrated by inserting a ruthenium spacer with different thicknesses between*

the ferromagnetic layers. Furthermore, the influence of external parameters such as annealing, temperature and magnetic field on Dzyaloshinskii-Moriya interaction is investigated in these multilayered structures.

Keywords: *Dzyaloshinskii-Moriya interaction, Brillion light scattering, metallic nanostructures, skyrmion, spintronics*

The interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction (iDMI) is of particular importance in the context of systems consisting of an ultrathin ferromagnetic (FM) film with perpendicular magnetic anisotropy in contact with a heavy metal (HM) layer. Thin-film metallic HM/FM nanostructures are particularly interesting from the application point of view due to the fast domain-wall motion driven by an electric current in the presence of the iDMI. In addition, there are interactions between the skyrmion and other magnetic structures (such as domain-walls and boundary magnetic moments) that make the design of future skyrmion-based memory and logical devices more flexible [1]. In such a system the iDMI arises due to the broken inversion symmetry at the interface and the large SOC of the HM atoms. Speaking about the interfacial DMI it is of the high importance to be able to measure the magnitude and sign of *D* constant in order to be able to optimize the effect. One of the most commonly used contactless experimental technique is a Brillion light scattering (BLS), where the sign and value of DMI is extracted by measuring the nonreciprocity of propagating spin waves in in-plane magnetized films (the Damon–Eshbach geometry) [2].

Here we aim to provide the results of study of iDMI in ferro- and ferrimagnetic thin-film nanostructures with different layer`s combination and compositional gradient layers by BLS technique under different experimental conditions. Actually, a BLS set-up combined with a 532 nm laser source, a Fabry-Perot interferometer, a liquid nitrogen cryostat and an electromagnet was employed.

It was shown that the iDMI depends on the structural properties of the materials, and oscillations of the perpendicular magnetic anisotropy and DMI are ascribed to an almost inversely proportional dependence on the square of the interatomic distance between HM and FM atoms. It was demonstrated that the controllable spatial composition of Pt-Co alloys will allow manipulating the distribution of DMI vectors in three dimensions [3], that is essential for designing future spin-orbitronics devices. Moreover, there was a twice increase in *D* obtained during cooling the gradual Pt-Co alloy from 400 K to 80 K. Actually, the gradual Pt-Co alloy enhancement of the *D* reached 61.4% increase relative to layered Pt/Co sample. We also investigated effective iDMI energy density for Pt/Ru(x)/Co heterostructures, showed oscillating-like behavior as a function of Ru thickness, and theoretically verified this phenomenon.

The results will be of interest to experimenters and theorists working on systems with DMI.

Support of the Russian Science Foundation № 21-72-20160 (https://rscf.ru/en/project/21-72-20160) is acknowledged.

References:

1. Giovanni F. et al. Magnetic skyrmions: from fundamental to applications. Journal of Physics D: Applied Physics. – 2016. – V. 49. – P. 423001.

2. Giovannini L. et al. Light scattering characterization of metallic single films and multilayers // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. – P. 198.

3. Park, J. et al. Compositional gradient induced enhancement of DMI in Pt/Co/Ta heterostructures modulated by Pt–Co alloy intralayers // Acta Materialia. – 2022. – V. 241. – P. 118383.

УДК 537.636; 537.621.5

Моделирование нелинейной магнитной динамики и переключения в трехслойной структуре с межслойным обменным взаимодействием

Абрамовский И.Е.

аспирант, инженер кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Котов Л.Н.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитной динамики в трёхслойной анизотропной магнитной пластине с учётом обмена между первым и третьим магнитными слоями. Построены графики временных и частотных зависимостей компонент вектора намагниченности в параметрическом виде на основе численных решений уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта. Исследовано влияние первой константы магнитной анизотропии и величины обменного взаимодействия на динамику компонент намагниченности. Результаты работы могут быть использованы при исследованиях в области спинтроники и при разработке устройств обработки и хранения информации.*

Ключевые слова: *нелинейные магнитные колебания, магнитное переключение, трёхслойная структура, обменная связь, магнитная кубическая анизотропия*

Simulation of nonlinear magnetic dynamics and switching in a three-layer structure with interlayer exchange interaction

Abramovsky I.E.

Postgraduate student, engineer of the Department Radiophysics and Electronics
Syktyvkar State University

Kotov L.N.

Dr. Sc., professor, head of the department Radiophysics and Electronics,
Syktyvkar State University

Annotation. *The work is devoted to the study of magnetic dynamics in a three-layer anisotropic magnetic plate, taking into account the exchange between the first and third magnetic layers. Graphs of time and frequency dependences of the components of the magnetization vector in parametric form were constructed based on numerical solutions of the Landau-Lifshitz-Gilbert equations. The influence of the first constant of magnetic anisotropy and the magnitude of the exchange interaction on the dynamics of the magnetization components has been studied. The results of the work can be used in research in the field of spintronics and in the development of information processing and storage devices.*

Keywords: *nonlinear magnetic oscillations, magnetic switching, three-layer structure, exchange coupling, magnetic cubic anisotropy*

В наши дни произошёл экстенсивный и интенсивный рост области науки, применяющий

спины электронов для кодирования и обработки информации. Устройства обработки, чтения и записи информации, основанные на нелинейных и ориентационных эффектах многослойных структур, хорошо реализуются благодаря активному развитию спинтроники [1]. Подобные устройства во многих аспектах не отстают от классических электронных аналогов, а также опережают их по части скорости работы, энергоэффективности и плотности компоновки элементов [1-3]. Сверхбыстрые эффекты могут быть использованы для управления магнитными наноструктурами на современном этапе развития магнитоэлектроники. Для дальнейшего улучшения характеристик подобных устройств необходимо продолжать изучение нелинейных ориентационных магнитных эффектов в многослойных планарных структурах. Данные исследования продвигают современную проектную деятельность по созданию спиновых устройств, теорию нелинейных волн и нелинейных динамических систем.

В работе получены численные решения уравнения магнитной динамики Ландау-Лифшица-Гильберта для трёхслойной пластины, состоящей из двух магнитных слоёв по краям и немагнитного слоя посередине [4]:

$$\frac{d\boldsymbol{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}\left(\left[\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{H}_{eff}\right] + \alpha\left[\boldsymbol{m}\times\left[\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{H}_{eff}\right]\right]\right), \quad (1)$$

где α – коэффициент диссипации, γ – гиромагнитное отношение электрона, $\boldsymbol{m}$ – единичный вектор намагниченности слоя, $\boldsymbol{H}_{eff}$ – эффективное магнитное поле, определяемое как вариационная производная объёмной плотности магнитной энергии, представленной выражением для следующей суммы объёмных плотностей энергии:

$$U_{\square} = U_Z + U_{dd} + U_a + U_{ex}, \quad (2)$$

где U_Z – плотность зеемановской энергии, включающей в себя H_{0z}– постоянное поле вдоль нормали структуры и $\boldsymbol{h}_{x,y}$– круговое переменное поле, действующее в плоскости OXY структуры; U_{ex} – плотность энергии обменного взаимодействия между 1 и 3 магнитными слоями трёхслойной структуры; U_{dd} – плотность энергии размагничивающего поля; U_a – плотность энергии магнитной анизотропии. Магнитные слои 1 и 3 трёхслойной плёнки обладают кубической магнитной анизотропией, имеют различную намагниченность насыщения и связаны между собой полем обмена, регулировка величины которого может осуществляться изменением толщины немагнитного 2 слоя. Пластина намагничена вдоль нормали к плоскости, а в самой плоскости пластины действует циркулярное переменное магнитное поле. Значения материальных параметров системы подбирались такими, чтобы выполнялось условие возникновения магнитных ориентационных переходов.

Для решения поставленной задачи были использованы пакеты математических программ MATLAB и Scilab, в которых моделировалась нелинейная магнитная динамика векторов намагниченности трёхслойной пластины без учёта действия краевых эффектов. С помощью метода Рунге-Кутты 4-5 порядков были найдены решения системы дифференциальных уравнений, графическое представление которых было выражено в параметрической форме, а также в форме частотной и временной зависимости компонент намагниченностей для магнитных

слоёв системы.

Интерпретируя полученные графики, можно записать следующие выводы. Действие поля обменного взаимодействия имеет неоднозначную роль в процессе магнитных колебаний слоёв с обменной связью, хотя сама форма выражения для него выглядит весьма похоже на одноосную анизотропию. Сложность интерпретации влияния поля обмена заключается в неоднозначности локализации его влияния, иначе говоря, в зависимости от величины поля обменного взаимодействия, выражаемого константой обмена J, область его максимального приложения перемещается по часовой стрелке (если анализировать параметрические портреты) с увеличением J. Энергетический ландшафт и без того имеет достаточно сложную форму, а внесение возмущений полем обменной связи создаёт дополнительные искажения формы энергетической поверхности. Данные искажения приводят к возникновению условий для СВЧ переключений вектора намагниченности из одного метастабильного состояния в другое, что отчётливо наблюдается на временных зависимостях компонент намагниченности (рис. 1). При нулевой константе обменной связи J=0 переключение вектора намагниченности во втором слое не возникает и наблюдаются линейные магнитные колебания. При включении обменной связи J=4 эрг/см^3 возникает пересечение компонент m_x (синяя линия) и m_y (красная линия) и вначале наблюдается переключение, после которого происходят нелинейные магнитные колебания.

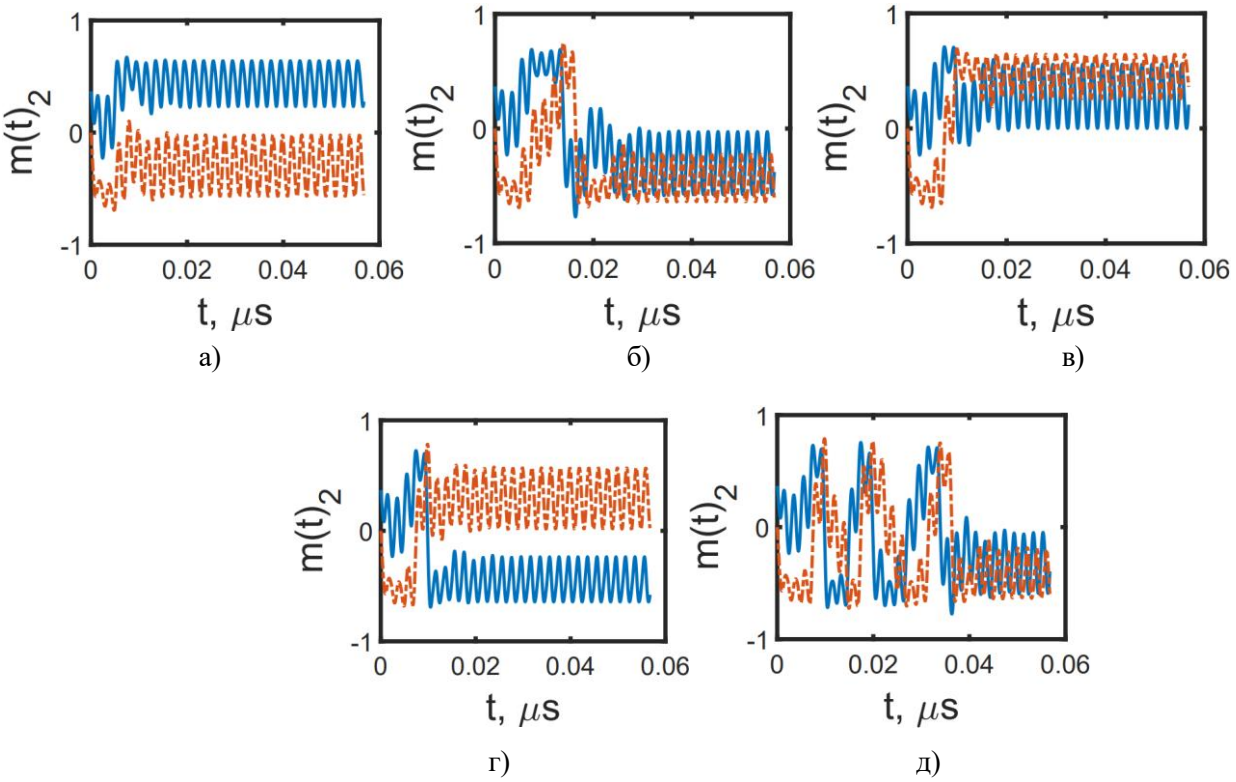


Рис. 1. Временные зависимости компонент намагниченности для второго магнитного слоя трёхслойной структуры с константой обмена J (эрг/см^3): 0 (а), 4 (б), 8 (в), 12 (г), 16 (д).

При дальнейшем увеличении константы обменной связи J от 8 до 12 эрг/см^3 происходит изменение равновесных состояний компоненты m_y (красная линия) и её дальнейшие нелинейные колебания, что демонстрирует наличие переключения, при этом процесс переключения происходит устойчиво. При большой константе обменной связи J=16 эрг/см^3, процесс колебаний происходит неустойчиво, при этом в начальный момент времени

происходит несколько переключений подряд. После трёх переключений наблюдаются сильные нелинейные колебания.

Таким образом, в данной работе показано влияние константы обменной связи между соседними магнитными слоями, разделёнными немагнитным слоем, на возикновение нелинейных магнитных колебаний и магнитное переключения в слоях трёхслойной структуры.

Исследование выполнено за счёт гранта российского научного фонда (РНФ), проект № 21-72-20048.

Список использованных источников:

1. Barman A., Mondal S., Sahoo S. and De A. Magnetization dynamics of nanoscale magnetic materials: A perspective // Journal of Applied Physics. – 2020. – Vol. 128(17). – pp. 170901.

2. Lutz J., Schlangenotto H., Scheuermann U., Doncker R.D. Semiconductor Power Devices: Physics, Characteristics, Reliability – London New York: Springer Heidelberg Dordrecht, 2018. – pp. 714

3. Vlasov V.S., Kotov L.N., Shavrov V.G., Shcheglov V.I. Asymmetric excitation of the two-order magnetization precession under orientational transition conditions // Journal of Communications Technology and Electronics. – 2012. – Vol. 57. – pp. 453-467.

4. Котов Л.Н., Абрамовский И.Е., Власов В.С., Устюгов В.А. Особенности магнитных колебаний в двухслойной структуре с обменной связью // Челябинский физико-математический журнал. – 2024. – Т. 9, вып.1. – С. 124–132.

5. Vlasov V.S., Kirushev M., Kotov L.N., Shavrov V.G., Shcheglov V.I. The second-order magnetization precession in an anisotropic medium. Part 2: The cubic anisotropy // Journal of Communications Technology and Electronics. – 2013. – Vol. 58. – pp. 847-862.

УДК 537.61.3

Особенности стабилизации вихреподобных неоднородностей в ультратонких ферромагнитных модифицированных плёнках

Вахитов Р.М.

д.ф. – м.н., профессор, Физико-технический институт УУНиТ

Ахметова А.А.

научный сотрудник, Физико-технический институт УУНиТ

Солонецкий Р.В.

к.ф. – м.н., научный сотрудник, Физико-технический институт УУНиТ

Филиппов М.А.

аспирант, Физико-технический институт УУНиТ

Аннотация. *Работа посвящена исследованиям условий стабилизации вихреподобных микромагнитных структур на тонкоплёночном диске с колумнарным дефектом в центре. С помощью микромагнитного моделирования в данной модели были численно найдены значения материальных параметров, при которых возможны устойчивые состояния kπ – скирмионов (k = 0, 1, 2, 3, 4). Для этих структур были определены диаграммы их устойчивости в зависимости от величины взаимодействия Дзялошинского – Мория (DMI), величины магнитной анизотропии и радиуса дефекта.*

Ключевые слова: *магнитный скирмион, магнитная плёнка, модулированная одноосная анизотропия, взаимодействие Дзялошинского – Мория.*

Features of stabilization of vortex-like inhomogeneities in ultrathin ferromagnetic modified films

Vakhitov R.M.

Dr.Sc., professor, Physico-Technical Institute of UUST

Akhmetova A.A.

Research assistant, Physico-Technical Institute of UUST

Solonetsky R.V.

Dr.Sc., research assistant, Physico-Technical Institute of UUST

Filippov M.A.

Graduate student, Physico-Technical Institute of UUST

Annotation. *The work is dedicated to studying the conditions for stabilization of vortex-like micromagnetic structures on a thin – film disk with a columnar defect in the center. Using micromagnetic modeling in this model, the values of material parameters were numerically found at which stable states of kπ – skyrmions (k = 0, 1, 2, 3, 4). For these structures, their stability diagrams were determined depending on the magnitude of the Dzyaloshinsii – Moriya interaction (DMI), the magnitude of magnetic anisotropy and the radius of the defect.*

Keywords: *magnetic skyrmion, magnetic film; modulated uniaxial anisotropy, Dzyaloshinskii – Moriya interaction*

Магнитные скирмионы, представляющие собой топологически защищённые вихреподобные неоднородности с уникальными физическими свойствами (наномасштабные размеры, высокие скорости движения, возможность манипулирования ими с помощью электрического тока малой плотности и т.д.) [1], имеют реальные перспективы для применения в устройствах логики и памяти нового поколения [2]. С момента своего экспериментального обнаружения в 2009 году [3] они впоследствии были найдены в разнообразных типах материалов. Первоначально скирмионы были обнаружены в объёмных материалах с отсутствием центральной симметрии, в которых они стабилизируются за счёт объёмного взаимодействия Дзялошинского – Мория (DMI) [4]. В таких плёнках предпочтительнее появляются скирмионы блоховского типа. В монослойных плёнках достаточно сложно было получить стабильные магнитные скирмионы при комнатных температурах и в отсутствии внешнего магнитного поля, поэтому в исследованиях в последнее время произошёл переход к многослойным плёнкам, содержащим большое количество интерфейсов магнитных и немагнитных металлов. В таких структурах скирмионы (в основном неелевского типа) стабилизируются уже за счёт межфазного DMI, которое возникает на границах разделов слоёв [4]. Но помимо межфазного DMI, другие материальные параметры (обменный параметр A и магнитная анизотропия K_u) должны создавать баланс энергии для стабилизации, который из-за малой толщины слоёв (~1 нм) значительно усложняется.

В связи со сказанным возникает потребность в альтернативных методах получения и стабилизации магнитных скирмионов. Один из возможных способов был предложен в [5]. Он заключается в создании в одноосной ферромагнитной плёнке колумнарного дефекта (с отрицательным значением константы анизотропии), на котором при определённых значениях материальных параметров могут стабилизироваться магнитные скирмионы. В [5] было экспериментально показано, что путём сфокусированного облучения поверхности магнетика ионами He^+ можно получить подобные наноструктуированные плёнки Co/Pt с локально изменёнными участками, в которых константа одноосной анизотропии будет иметь пониженное значение. На полученной решётке дефектов типа потенциальная яма были обнаружены устойчивые магнитные скирмионы в отсутствии DMI.

В данной работе исследуются условия стабилизации вихреподобных неоднородностей на описанном выше колумнарном дефекте (типа «потенциальная яма»), который расположен в центре магнитоодноосного диска, в отсутствии внешнего магнитного поля. На данном дефекте скачком меняется константа K_u (в области дефекта $K_u < 0$, а вне дефекта $K_u > 0$). Остальные материальные параметры считаются постоянными во всём диске. Учитывается также наличие изотропного межфазного DMI, которое имеет место в реальных многослойных плёнках. Исследование проводилось методом микромагнитного моделирования в пакете программ открытого доступа OOMMF [6] с дополнительным модулем [7].

Стоит отметить, что решение подобной задачи уже проводились в [8], но в отсутствии DMI. В результате были получены стабильные состояния магнитных скирмионов блоховского типа на дефекте, а также исследовалось воздействие перпендикулярного и плоскостного магнитных полей на структуру скирмионов.

По результатам моделирования было численно найдено, что магнитный скирмион неелевского типа (Рис.1.а.) стабилизируется при следующих параметрах: радиус диска R=300 нм, толщина диска L = 5 нм, радиус дефекта $R_0 = 30$ нм, $K_{u1}=3\times10^4$ Дж/м^3 (вне дефекта), $K_{u2}=-0.5\times10^4$ Дж/м^3 (на дефекте), $M_s=2.0\times10^5$ А/м, $A=2.5\times10^{-11}$ Дж/м, $D=0.8\times10^{-3}$ Дж/м^2. Отметим, что толщина диска L≤Δ, где $\Delta = \sqrt{A_1/K_{eff}} \approx 70$ (нм), $K_{eff} = K_{u1} - \mu_0 M_s^2/2$ [1]. Размеры ячейки при моделирования брались $2{,}5 \times 2{,}5 \times 2{,}5$ нм, что значительно меньше Δ.

При постепенном увеличении константы DMI до значения $D = 0.9\times10^{-3}$ Дж/м^2 в центре диска на дефекте стабилизируется 2π – скирмион (скирмиониум) (Рис.1.б.), в котором разворот намагниченности происходит на 360°. При дальнейшем увеличении DMI до значения $D=1.4\times10^{-3}$ Дж/м^2 происходит переход 2π – скирмиона в 3π-скирмион (Рис.1.в.), а при достижении значения $D=1.9\times10^{-3}$ Дж/м^2 стабилизируется 4π – скирмион (Рис.1.г.). Таким образом, в данной задаче наблюдается образование kπ – скирмионов при увеличении коэффициента DMI, где коэффициент k – число разворотов вектора намагниченности в доменных границах. Наличие зависимости DMI и числа k подтверждаются в [1, 4].

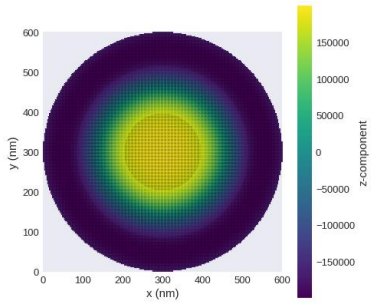


Рис. 1.а. Изображение скирмиона

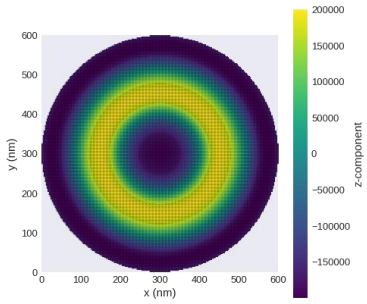


Рис. 2.б. Изображение скирмиониума

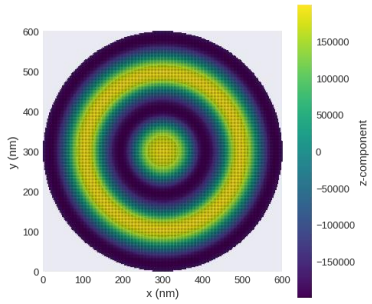


Рис. 2.в. Изображение 3π-скирмиона

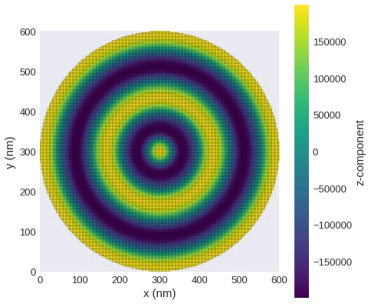


Рис. 2.г. Изображение 4π-скирмиона

Кроме того, проводился анализ влияния константы DMI и глубины потенциальной ямы, характеризующейся величиной легкоплоскостной анизотропии на дефекте, на типы стабилизируемых вихреподобных неоднородностей. На графике (Рис.2.) можно наблюдать, что до критического значения $D=0.8\times10^{-3}$ Дж/м^2 диск был однородно намагниченым. После достижения этого значения на диске начинают стабилизироваться π – скирмионы. Но их область стабильности достаточно узкая (~0.5 мДж/м^2). При постепенном увеличении константы DMI начинает возрастать число k. При достижении $D=1\times10^{-3}$ Дж/м^2 начинается область устойчивости только скирмиониума. При значении $D=1.4\times10^{-3}$ Дж/м^2 появляются устойчивые 3π – скирмионы, а при $D=1.9\times10^{-3}$ Дж/м^2 – 4π – скирмионы. В большинстве случаев переход между разными типами скирмионов происходит скачкообразно, но в некоторых случаях наблюдаются и промежуточные состояния. Следует также отметить, что для данного радиуса дефекта (60 нм) основным фактором, влияющим на устойчивость определённых типов скирмионов, является DMI. Влияние величины легкоплоскостной анизотропии на этот процесс незначителен. Аналогичный анализ проводился и для радиуса

дефекта 120 нм.

Рис. 2. Диаграмма устойчивости магнитных скирмионов.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного задания на выполнение научных исследований лабораториями (Теория, моделирование и получение новых тонкопленочных, наноструктурированных и гибридных структур (FRRR – 2024 – 0001)).

Список использованных источников:

1. Самардак А.С., Колесников А.Г., Давыденко А.В., Стеблина М.Е., Огнев А.В. Топологически нетривиальные спиновые текстуры в тонких магнитных пленках // ФММ – 2022. –Т. 123. № 3. – С. 260-283.
2. Lee. O., Msiska. O.R., Brems. M.A., Klaui M., Kurebayashi H. Perspective on unconventional computing using magnetic skyrmions // Appl. Phys. Lett. – 2023. – V. 122(26). – 260501.
3. S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Böni // Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet // Science. – 2009. – V. 323. – P. 915-919.
4. Börge Göbel, Ingrid Mertig, Oleg A. Tretiakov. Beyond skyrmions: Review and perspectives of alternative magnetic quasiparticles // Physics Reports – 2021. V. 895. – P. 1-28.
5. M.V. Sapozhnikov, S.N. Vdovichev, O.L. Ermolaeva, N.S. Gusev, A.A. Fraerman, S.A. Gusev, Yu.V. Petrov Artificial dense lattice of magnetic bubbles // J. Appl. Phys. – 2016. V. 109(4). – 042406.
6. M.J. Donahue, D.G. Porter OOMMF User's Guide, Version 1.0 Interagency Report – National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1999.
7. O.G.Udalov, M.V.Sapozhnikov Orientation and internal structure of domain walls in ferromagnetic films with anisotropic Dzyaloshinskii-Moriya interaction // JMMM – 2021. – V. 519 – 167464.
8. R.M. Vakhitov, R.V. Solonetsky, A.A Akhmetova, M.A. Filippov // Symmetry. – 2022. – V. 14(3). – P. 612.

УДК 537.622

Микромагнитное моделирование гистерезисных характеристик зювитов импактного кратера Жаманшин

Харитонский П.В.

д.ф.-м.н., в.н.с., Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Сетров Е.А., студент, **Гареев К.Г.,** к.т.н., доцент

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

Шейдаев Т.С.

Студент, Университет ИТМО

Сергиенко Е.С.

к.ф.-м.н., доцент, Санкт-Петербургский государственный университет

Аннотация. *На основе согласованного теоретического моделирования с использованием двух независимых моделей, учитывающих возможную химическую неоднородность частиц и магнитостатическое взаимодействие между ними, были рассчитаны гистерезисные характеристики зювитов импактного кратера Жаманшин, соответствующие экспериментальным данным, и оценены концентрации ферримагнитных частиц в образцах, включая суперпарамагнитную фракцию.*

Ключевые слова: *зювиты, микромагнитное моделирование, двухфазные частицы, магнитостатическое взаимодействие, частотная зависимость восприимчивости, наночастицы, магнитометрия, магнетит, гематит.*

Micromagnetic modeling of hysteresis characteristics of suevites of the Zhamanshin impact crater

Kharitonskii P.V., Dr. Sci., lead. res.

Ioffe Institute

Setrov E.A., student, **Gareev K.G.,** Ph. D., assoc. prof.

Saint Petersburg Electrotechnical University

Sheidaev T.S., student

ITMO University

Sergienko E.S., Ph. D., assoc. prof.

Saint Petersburg University

Annotation. *On the basis of coordinated theoretical modelling using two independent models that take into account possible chemical inhomogeneity of particles and magnetostatic interaction between them, we calculated the hysteresis characteristics of zuvites of the impact crater Zhamanshin corresponding to the experimental data and estimated the concentrations of ferrimagnetic particles in the samples, including the superparamagnetic fraction.*

Keywords: *suevites, micromagnetic modeling, two-phase particles, magnetostatic interaction,*

superparamagnetism, frequency-dependent susceptibility, nanoparticles, magnetometry, magnetite, hematite.

Импактиты – это горные породы, образующиеся в результате высокоскоростного соударения космических тел. Зювиты – вид импактитов – представляют собой спеченную и сцементированную смесь фрагментов различных пород с частыми (10 – 15% и больше) включениями стекла и выраженно гетерогенным составом [1]. Исследовались 4 образца зювитов из 14-километрового кратера Жаманшин (Казахстан, N 48.37° E 60.94°): три из восточной части кратера (обозначены ZSU-1-3) и один из северной (обозначен 17-135).

В контексте исследования магнитных свойств особенно интересными характеристиками образцов являются их химическая неоднородность, кластерное распределение и высокая магнитная вязкость (суперпарамагнитная фракция).

Изучение магнитных свойств образцов включало: 1) построение петель гистерезиса и кривых размагничивания остаточной намагниченности в максимальном поле 1,8 Тл при комнатной температуре на вибрационном магнитометре LakeShore 7410 (Lake Shore Cryotronics Inc., США); 2) измерения значений удельного магнитного момента насыщения M_s, остаточного удельного момента насыщения M_{rs}, коэрцитивной силы H_c и коэрцитивной силы по остаточной намагниченности H_{cr} (табл. 1); 3) построение частотно-полевых зависимостей магнитной восприимчивости χ на трех рабочих частотах (976, 3904 и 15616 Гц), с использованием моста восприимчивости MFK-1FA (AGICO, Чехия) и расчета величины FD-фактора (см., например, [2, 3]) Наличие таких зависимостей доказывает присутствие частиц, находящихся в суперпарамагнитном состоянии, и позволяет оценить максимально возможные значения доли этих частиц.

Используя значения магнитной восприимчивости на верхней χ_h и нижней частотах χ_l в слабом поле, можно рассчитать величину FD-фактора для наших образцов [4, 5]:

$$fd = \frac{\chi_l - \chi_h}{\chi_l \lg(f_h/f_l)} \cdot 100\%. \quad (1)$$

Таблица 1, Гистерезисные характеристики и величины FD-фактора образцов

Образец	M_s, эме/г	M_{rs}, эме/г	H_c, Э	H_{cr}, Э	M_{rs}/M_s	H_{cr}/H_c	*fd*, %
1	0,71	0,11	139	318	0,16	2,3	10
2	1,64	0,43	221	409	0,26	1,8	23
3	1,98	0,39	124	243	0,19	2,0	1
17-135	1,39	0,42	349	657	0,31	1,9	5

Значения магнитогранулометрических отношений M_{rs}/M_s и H_{cr}/H_c показывают, что в основном частицы находятся в одно- и малодоменном состоянии [6]. В то же время, значение FD-фактора показывает, что в образцах присутствует фракция, соответствующая истинно суперпарамагнитным частицам.

Используя приближение логнормального распределения частиц по объему, мы рассчитали наиболее вероятные диапазоны характерных размеров частиц в различных

магнитных состояниях. Доля суперпарамагнитных частиц может быть рассчитана в предположении логнормального распределения частиц по объему [7, 8]. Плотность вероятности логнормального распределения записывается как:

$$\varphi(x) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln(x/\alpha))^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2)$$

где $x = v/v_p$ – отношение объема частицы к среднему объему, σ – стандартное отклонение и α – среднее значение соответствующего распределения Гаусса.

При моделировании рассматриваются пять диапазонов размеров зерен, соответствующие разным магнитным состояниям: истинно суперпарамагнитные (SP), заблокированные суперпарамагнитные (bSP), однодоменные (SD), псевдооднодоменные (PSD) и многодоменные (MD) частицы с соответствующими диаметрами частиц приблизительно в интервалах 0–18, 18–25, 25–40, 40–100 и 100–500 нм. Максимально возможное содержание частиц в истинно суперпарамагнитном состоянии составляет от нескольких до десятков процентов (см. значение *fd* в табл. 1)

Введем относительные доли частиц, соответствующие указанным выше магнитным состояниям: n_{sp}, n_{ssd}, n_{fpsd} и n_{cpsd}. Относительная доля каждой группы записывается как:

$$n = \int_{x_1}^{x_2} \varphi(x)dx \Big/ \int_{x_{min}}^{x_{max}} \varphi(x)dx\,, \quad (3)$$

где x_1 и x_2 – нижняя и верхняя границы диапазона объемов данной группы частиц соответственно, x_{min} ($d = 0$) и x_{max} ($d = 500$ нм) – минимальный и максимальный относительные объемы частиц соответственно.

Таблица 2, Расчеты объемных долей C и средних размеров d_{mean}, соответствующих значениям fd в интервале от 0,5 до 23%, где M – это математическое ожидание, SQ – среднеквадратичное отклонение логнормального распределения.

SQ	3	3	3	3	3	3	3
M	2,61	2,31	1,95	1,37	0,79	0,14	0,06
C_{SP}, %	0,5	1,0	2,0	5,0	10,0	20,0	23,0
C_{bSP}, %	6,1	8,1	10,3	13,4	14,7	12,9	11,9
C_{SD}, %	44,7	44,1	42,5	38,1	32,0	22,2	19,6
C_{PSD}, %	48,6	46,6	44,7	42,3	40,0	34,2	31,8
C_{MD}, %	0,1	0,2	0,4	1,3	3,4	10,8	13,6
d_{mean}, нм	34	33	31	28	23	13	10

На основе модели двухфазных магнитостатически взаимодействующих частиц состава «магнетит-гематит» (см., например, [9, 10]) было показано, что наилучшее согласие с экспериментальными данными соответствует эффективной спонтанной намагниченности насыщения $I_{s\ eff}$ порядка 400 эме/см^3 и эффективной спонтанной намагниченности $I_{rs\ eff}$ по остаточной намагниченности порядка 140-160 для образца ZSU-1, 200-300 для образца ZSU-2, 150 для образца ZSU-3 и 230-250 эме/см^3 для образца 17-135. Занижение $I_{rs\ eff}$ связанно с

химической и магнитной неоднородностью двухфазных частиц. При этом объемная концентрация ферримагнетика в образце имеет порядок 10^{-3} – 10^{-2}. Результаты расчетов хорошо согласуются с полученными ранее с использованием модели однодоменных взаимодействующих частиц с эффективной спонтанной намагниченностью [11].

Список использованных источников:

1. Фельдман В.И., Глазовская Л.И. Импактитогенез: учебное пособие. М: Книжный дом «Университет», 2018. 151 с. – 2018.
2. Eyre J. K. Frequency dependence of magnetic susceptibility for populations of single-domain grains //Geophysical Journal International. – 1997. – Т. 129. – №. 1. – С. 209-211.
3. Egli R. Magnetic susceptibility measurements as a function of temeperature and freqeuncy I: inversion theory //Geophysical Journal International. – 2009. – Т. 177. – №. 2. – С. 395-420.
4. Kharitonskii P. et al. Magnetic granulometry, frequency-dependent susceptibility and magnetic states of particles of magnetite ore from the Kovdor deposit //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2022. – Т. 553. – С. 169279.
5. Dearing J. A. et al. Frequency-dependent susceptibility measurements of environmental materials //Geophysical Journal International. – 1996. – Т. 124. – №. 1. – С. 228-240.
6. Kirschvink J. L., Jones D. S., MacFadden B. J. (ed.). Magnetite biomineralization and magnetoreception in organisms: a new biomagnetism. – Springer Science & Business Media, 2013. – Т. 5.
7. Olin M., Anttila T., Dal Maso M. Using a combined power law and log-normal distribution model to simulate particle formation and growth in a mobile aerosol chamber //Atmospheric Chemistry and Physics. – 2016. – Т. 16. – №. 11. – С. 7067-7090.
8. Fujihara A. et al. Log-normal distribution in a growing system with weighted and multiplicatively interacting particles //Journal of the Physical Society of Japan. – 2018. – Т. 87. – №. 3. – С. 034001.
9. Kharitonskii P. et al. Superparamagnetism of Artificial Glasses Based on Rocks: Experimental Data and Theoretical Modeling //Magnetochemistry. – 2023. – Т. 9. – №. 10. – С. 220.
10. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2023666690 Российская Федерация. Микромагнитное моделирование ансамблей двухфазных химически неоднородных наночастиц с бесконечно тонкой межфазной границей: № 2023665340: заявл. 24.07.2023: опубл. 03.08.2023 / П. В. Харитонский, Е. А. Сетров, Т. С. Шейдаев; заявитель Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова».
11. Bobrov N. et al. Magnetic Viscosity of Suevites from the Zhamanshin Impact Crater //International Conference and School—Problems of Geocosmos. – Cham: Springer International Publishing, 2022. – С. 85-109.

УДК 537.9

Циркулярные доменные стенки в субмикронных наночастицах магнетита

Несмеянов М.С.

м. н. с., Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН им. Н.В. Пушкова (ИЗМИРАН)

Серебрякова О.Н.

с. н. с., Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН им. Н.В. Пушкова (ИЗМИРАН)

Усов Н.А.

д. ф-м. н., в.н.с., Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН им. Н.В. Пушкова (ИЗМИРАН)

Аннотация. *С помощью численного моделирования рассчитаны распределения намагниченности вихревого типа в субмикронных сферических наночастицах магнетита в интервале диаметров D = 100–500 нм. Обнаружено два типа циркулярных доменных структур с близкими полными энергиями, в которых ось вихря параллельна одной из легких, либо одной из трудных осей кубической магнитной анизотропии магнетита, соответственно. Показано, что приведенная остаточная намагниченность сферических наночастиц магнетита резко уменьшается при увеличении диаметров частиц и становится менее 0.03 при D ≥ 400 нм.*

Ключевые слова: *наночастицы магнетита, доменные структуры, остаточная намагниченность, численное моделирование*

Circular domain walls in submicron magnetite nanoparticles

Nesmeyanov M.S.

Researcher, Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio wave propagation (IZMIRAN)

Serebryakova O.N.

Senior Researcher, Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio wave propagation (IZMIRAN)

Usov N.A.

Dr.Sc., Leading Researcher, Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio wave propagation (IZMIRAN)

Annotation. *The vortex-type of magnetization distributions in submicron spherical magnetite nanoparticles in the diameter range D = 100–500 nm are calculated by means of numerical simulation. Two types of circular domain structures with close total energies have been discovered. In the first structure the vortex axis is parallel to one of the easy axes of cubic magnetic anisotropy of magnetite, however in the second structure it is parallel to one of the hard axes. It has been shown that the reduced remanent magnetization of spherical magnetite nanoparticles sharply decreases with increasing particle diameters and becomes less than 0.03 at D ≥ 400 nm.*

Keywords: *magnetite nanoparticles, domain structures, remanent magnetization, numerical simulation*

Микромагнитные расчеты неоднородных распределений намагниченности в наночастицах магнетита проводятся в последнее время в широком интервале диаметров частиц [1–4], поскольку изучение магнитных свойств ансамблей субмикронных наночастиц магнетита важно для корректной интерпретации большого массива палеомагнитных и геофизических данных. Недавно было предположено [2,3], что однородно намагниченные коры вихревых микромагнитных состояний в субмикронных наночастицах магнетита могут давать существенный вклад в остаточную намагниченность вулканических горных пород. Более того, так как равновесные направления вихревых коров наночастиц разделены высокими энергетическими барьерами, остаточная намагниченность разреженного ансамбля субмикронных наночастиц магнетита может быть стабильной в течение миллиардов лет [2,3]. Для проверки этих гипотез, в данной работе, путем решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта [4], подробно изучены два типа циркулярных доменных структур в субмикронных наночастицах магнетита, реализующихся в интервале диаметров D = 100–500 нм. Намагниченность насыщения частиц магнетита принята равной M_s = 480 эме/см^3, константа кубической магнитной анизотропии K_c = -1.24×10^5 эрг/см^3, обменная константа A = 1.33×10^{-6} эрг/см. Легкие оси кубической анизотропии магнетита предполагаются параллельными направлениям (±1,±1,±1). Для численного моделирования сферическая наночастица магнетита апроксимируется совокупностью N = 2×10^4–2.5×10^5 малых ферромагнитных кубиков с размером ребра 2.5–5 нм, малым по сравнению с обменной длиной магнетита, L_{ex} = 31.4 нм.

В результате проведенных расчетов получены координатные зависимости единичных векторов намагниченности $\vec{\alpha}(\rho,\phi,z) = (\alpha_\rho, \alpha_\phi, \alpha_z)$ двух стабильных вихревых состояний, которые удобно анализировать в цилиндрической системе координат с осью z, параллельной оси симметрии вихря и началом координат в центре частицы. Заметим, что ось симметрии вихревого состояния типа *ha* параллельна одной из трудных осей кубической магнитной анизотропии частицы, например, направлению (0,0,1). Напротив, ось симметрии состояния типа *ea* параллельна одной из легких осей анизотропии, например, направлению (1,1,1).

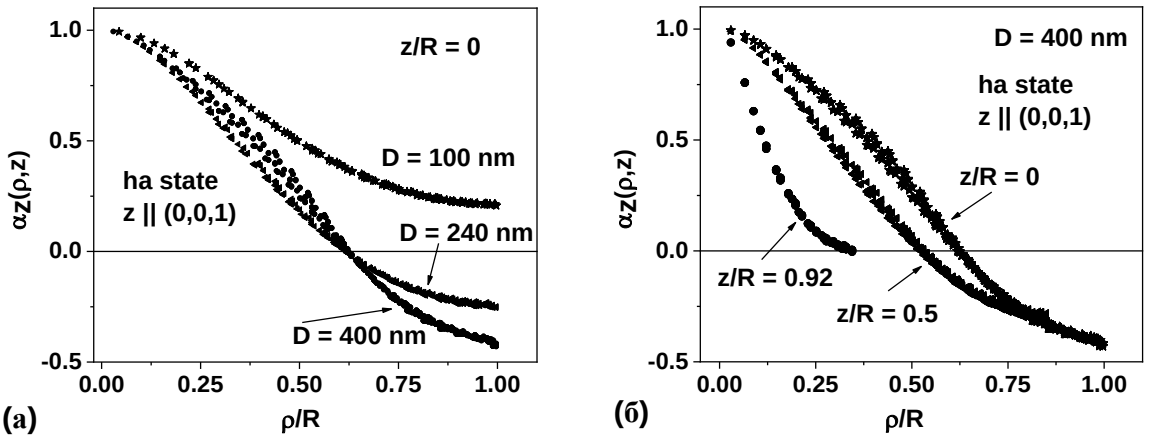


Рис. 1.(а) Радиальная зависимость z *компоненты единичного вектора намагниченности для вихревого состояния* ha *в центральном сечении, z/R = 0, для частиц с диаметрами D = 100, 240 и 400 нм. (б) Поведение α_z компоненты в различных сечения верхней полусферы частицы магнетита диаметром D = 400 нм.*

На рис. 1а показана эволюция радиальной зависимости z компоненты единичного вектора намагниченности, $\alpha_z(\rho,z)$, в центральном сечении частицы, z/R = 0, для вихревого состояния типа *ha*, для которого можно пренебречь слабой зависимостью распределения намагниченности от азимутальной координаты φ. Поведение α_z компоненты в верхней полусфере, $z/R \geq 0$, для частицы диаметром D = 400 нм показано на рис. 1б. Как показывает рис. 1а, для частицы диаметром D = 100 нм α_z компонента всюду положительна. Это приводит к большой приведенной остаточной намагниченности этой частицы, M/M_S = 0.467, поскольку

последняя есть интеграл от α_z компоненты по объему частицы. Однако, при увеличении диаметра частицы, $D \geq 240$ нм, α_z компонента меняет знак в области $\rho/R > 0.5$ -0.6, что приводит к образованию в частице радиальной доменной стенки, и существенно уменьшает приведенную остаточную намагниченность до значений $M/M_S = 0.06$ и 0.011 для частиц с диаметрами $D = 240$ и 400 нм, соответственно.

Структуру состояния *ha* в наночастицах диаметром D = 100–500 нм можно, в пренебрежении слабой зависимостью относительно малой радиальной компоненты от угловой переменной φ, описать распределением намагниченности вида

$$\alpha_z(\rho,z)=\frac{1-f_1(z)\rho^2}{1+f_2(z)\rho^2}, \qquad f_1(z)=a_1+a_2z^2, \qquad f_2(z)=b_1+b_2z^4, \qquad (1)$$

$$\alpha_\rho(\rho,z)=\left(g_1(z)\rho-g_2(z)\rho^2\right)z, \qquad g_1(z)=1+z^8, \qquad g_2(z)=c_1+c_2z^4, \qquad (2)$$

$$\alpha_\varphi(\rho,z)=\pm\sqrt{1-\alpha_\rho^2-\alpha_z^2}\,. \qquad (3)$$

Здесь a_1, a_2, b_1, b_2, c_1 и c_2 – есть численные вариационные параметры, значение которых зависит от диаметра частицы. В формулах (1)–(3) используются приведенные цилиндрические координаты, нормированные на радиус частицы R. Радиальная компонента единичного вектора $\alpha_\rho(\rho,z)$ отлична от нуля лишь вблизи полюсов сферы и по амплитуде не превышает 0.2. Вариационные параметры как функции диаметра частицы можно найти, минимизируя полную энергию частицы, которая включает обменную, магнитную энергии и энергию магнитной анизотропии. Так, для частицы диаметром $D = 320$ нм в результате минимизации полной энергии получены следующие значения безразмерных вариационных параметров: $a_1 = 2.6$, $a_2 = 5.5$, $b_1 = 3.7$, $b_2 = 46.0$, $c_1 = 0.7$, $c_2 = 1.6$.

Структуру состояния *ea* в том же интервале диаметров можно описать аналогичными формулами с той разницей, что α_z компонента в этом состоянии испытывает угловые осцилляции, описываемые дополнительным множителем $\cos(\varphi/3)$. Тем не менее, как показывает рис. 2, полные энергии и остаточные намагниченности состояний *ha* и *ea* в исследованном интервале диаметров близки.

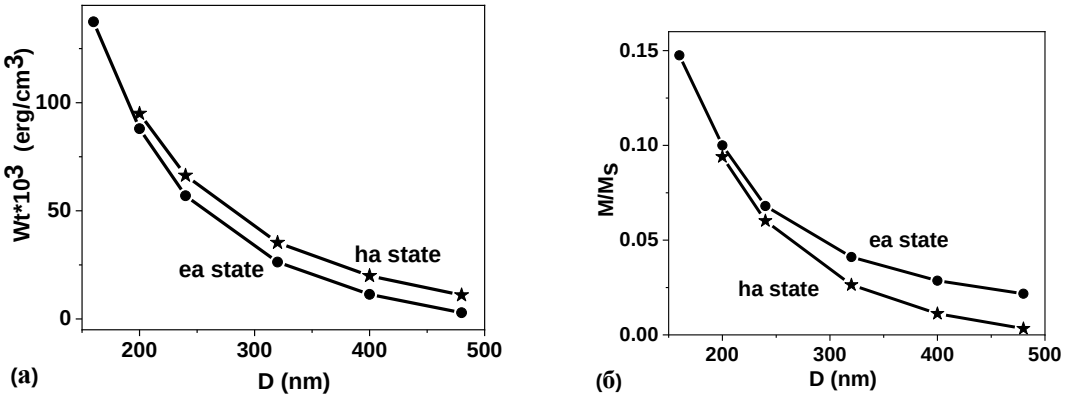


Рис. 2. Полная энергия (а) и остаточная намагниченность (б) вихревых состояний типа ha и ea в зависимости от диаметра сферической частицы магнетита.

Расчеты показывают (см. рис. 2а), что состояние *ea* является нижайшим по энергии в интервале диаметров $D > 100$ нм. В то же время, энергия состояния *ha* оказывается нижайшей при $D \leq 80$ нм. Интересно, что при всех исследованных диаметрах обменная и магнитная энергии указанных вихревых состояний весьма близки. Выигрыш же в полной энергии состояния *ea* для частиц больших диаметров связан с меньшим значением энергии магнитной анизотропии. Очевидно, это есть следствие того обстоятельства, что для состояния *ea* однородно намагниченный кор вихря направлен вдоль легкой оси магнитной анизотропии частицы, в то время как для состояния *ha* он направлен вдоль трудной оси анизотропии.

Будучи основным по энергии, состояние *ea* заведомо является устойчивым в области больших диаметров частицы.

Важно также отметить, что как показывает рис. 2б, для вихревых состояний обоего типа приведенная остаточная намагниченность сферических наночастиц магнетита с диаметрами $D > 400$ нм принимает весьма малые значения, $M/M_s < 0.03$. Поэтому на наш взгляд, представляется сомнительным, что остаточная намагниченность вулканических пород может быть полностью объяснена вкладом приблизительно однородно намагниченных коров вихревых состояний, существующих в наночастицах магнетита субмикронных размеров.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-27-00250, https://rscf.ru/project/24-27-00250.

Список использованных источников:

1. Witt A., Fabian K., Bleil U., Three-dimensional micromagnetic calculations for naturally shaped magnetite: Octahedra and magnetosomes// Earth Planet Sci. Lett. – 2005 –vol. 233 – p. 311.
2. Nagy L., Williams W., Muxworthy A.R., Fabian K., Almeida T.P., Conbhui P.O., Shcherbakov V.P., Stability of equidimensional pseudo–single-domain magnetite over billion-year timescales. //Proc. Natl. Acad. Sci. USA – 2017 – vol. 114 – p. 10356.
3. Fabian K., Shcherbakov V.P., Energy barriers in three-dimensional micromagnetic models and the physics of thermoviscous magnetization.//Geophysical Journal International – 2018 – vol. 215 – p. 314.
4. Usov N.A., Serebryakova O.N. Non uniform micromagnetic states in spheroidal magnetite nanoparticles.// J. Magn. Magn. Mater. – 2023 – vol. 588 – p. 171345.

УДК 537.9

Процессы перемагничивания неоднодоменных наночастиц магнетита

Усов Н.А.

д.ф-м.н., в.н.с., Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН)

Серебрякова О.Н.

с.н.с., Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН)

Аннотация. *С помощью численного моделирования рассчитаны квазистатические петли гистерезиса неоднодоменных сфероидальных наночастиц магнетита с аспектным отношением полуосей $1 \le a/b \le 2.0$ в интервале поперечных диаметров $D = 60–90$ нм. Показано, что перемагничивание наночастиц происходит с образованием вихревых микромагнитных состояний. Определена остаточная намагниченность и коэрцитивная сила ориентированных и неориентированных разреженных ансамблей наночастиц в зависимости от аспектного отношения и диаметра частиц.*

Ключевые слова: *наночастицы магнетита, вихревое состояние, петли гистерезиса, остаточная намагниченность*

Magnetization reversal processes in non-single-domain magnetite nanoparticles

Usov N.A.

Dr.Sc., Leading Researcher, Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio wave propagation (IZMIRAN)

Serebryakova O.N.

Senior Researcher, Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio wave propagation (IZMIRAN)

Annotation. *Quasi-static hysteresis loops of non-single-domain spheroidal magnetite nanoparticles with a semi-axes aspect ratio $1 \le a/b \le 2.0$ are calculated in the range of transverse diameters D = 60 – 90 nm using numerical simulation. It is shown that magnetization reversal of nanoparticles occurs with the formation of vortex micromagnetic states. The remanent magnetization and coercive force of oriented and non-oriented dilute assemblies of nanoparticles are determined depending on the aspect ratio and particle diameter.*

Keywords: *magnetite nanoparticles, vortex state, hysteresis loops, remanent magnetization*

Хорошо известно [1], что частицы магнетита субмикронных размеров часто встречаются в рассеянных природных ансамблях, сформировавшихся в вулканических породах, или в водных отложениях. Свойства таких наночастиц имеют большое значение для палеомагнитных исследований, поскольку наночастицы магнетита дают основной вклад в остаточную намагниченность горных пород и придонных отложений [1,2]. Неоднородные микромагнитные состояния вихревого типа наблюдаются в неоднодоменных наночастицах магнетита с помощью электронно-голографических методов [2,3]. В работе [4] на основе решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) были рассчитаны устойчивые вихревые микромагнитные конфигурации, существующие в неоднодоменных сфероидальных наночастицах магнетита с отношением полуосей a/b = 0.5–2.0 в отсутствие внешнего магнитного поля. В данной работе, путем решения динамического уравнения ЛЛГ с феноменологическим затуханием [4], изучены процессы перемагничивания вытянутых неоднодоменных частиц магнетита. Намагниченность насыщения частиц принята равной M_s = 450 эме/см^3, константа кубической магнитной анизотропии $K_c = -10^5$ эрг/см^3, обменная константа $C = 2A = 2\times10^{-6}$ эрг/см. Частицы предполагаются вытянутыми вдоль оси Z декартовой системы координат, причем a и b есть продольная и поперечная полуоси частицы, соответственно, $D = 2b$ есть поперечный диаметр частицы. Легкие оси кубической анизотропии магнетита предполагаются параллельными единичным векторам $\left(\pm1/\sqrt{3},\pm1/\sqrt{3},\pm1/\sqrt{3}\right)$. Для численного моделирования сфероидальная наночастица аппроксимируется совокупностью $N \sim 10^4$ малых ферромагнитных кубиков с размером ребра 3 – 5 нм, малым по сравнению с обменной длиной магнетита, L_{ex} = 31.4 нм. Параметр магнитного затухания принят равным κ = 0.5. В работе построены петли гистерезиса разреженных ориентированных ансамблей наночастиц магнетита в зависимости от поперечного диаметра частиц D для различных направлений внешнего магнитного поля по отношению к оси симметрии сфероидальной частицы. Петли гистерезиса случайно ориентированных ансамблей наночастиц получены затем усреднением петель ориентированного ансамбля по направлениям внешнего магнитного поля, которое задается сферическими углами ω и ψ.

Рассчитанные с помощью компьютерного моделирования нисходящие части квазистатических петель гистерезиса частиц с аспектным отношением a/b = 1.5 показаны на рис. 1 различными символами для частиц с поперечными диаметрами D = 62, 74 и 82 нм, соответственно, для различных углов наклона поля ω при фиксированном значении азимутального угла ψ = 0. Зависимость петель от угла ψ несущественна. Частица с поперечным диаметром D = 62 нм является однодоменной, но перемагничивается с помощью неоднородной моды закручивания [5], в то время как частицы с D = 74 и 82 нм в отсутствие внешнего магнитного поля находятся в вихревых состояниях. Петли гистерезиса в области

абсолютной однодоменности, $D \le D_{cr}$, которые не зависят от диаметра частицы, показаны на рис. 1 сплошными кривыми и обозначены как SD_cr.

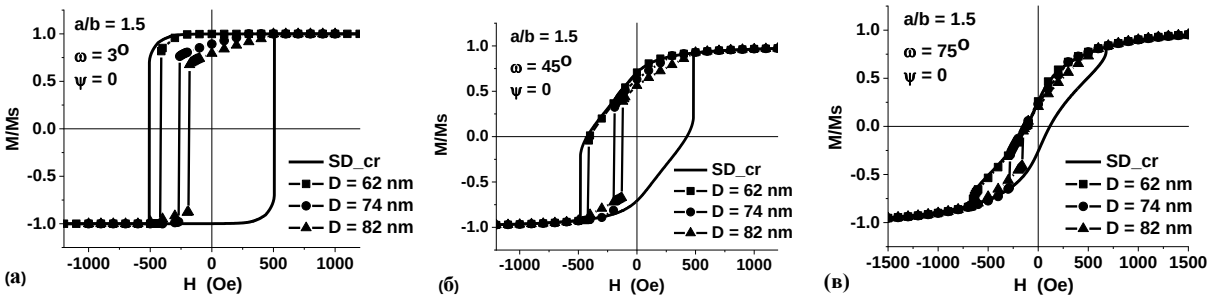


Рис. 1. Угловая зависимость нисходящих частей петель гистерезиса частиц с a/b = 1.5 и диаметрами D = 62, 74 и 82 нм (различные символы), в сравнении с петлями гистерезиса в области абсолютной однодоменности, $D \le D_{cr}$, которые обозначены как SD_cr.

Как показывает рис. 1, при уменьшении магнитного поля от большого положительного значения петли гистерезиса для частиц с D = 62 нм идут фактически по кривым SD_cr вплоть до точки нуклеации моды закручивания. При этом, за счет более ранней нуклеации моды закручивания, коэрцитивная сила частицы с D = 62 нм уменьшается по сравнению с петлями Стонера – Вольфарта [5]. Однако, с увеличением угла наклона поля $\omega \ge 60°$ уменьшение коэрцитивной силы этой частицы становится незначительным. В то же время, для частиц с диаметрами D = 74 и 82 нм нуклеация вихревого состояния происходит уже в положительном магнитном поле. В результате нуклеации вихревого состояния, остаточная намагниченность этих частиц при углах поля $\omega \le 30°$ заметно понижается и их петли гистерезиса существенно отклоняются от кривых SD_cr.

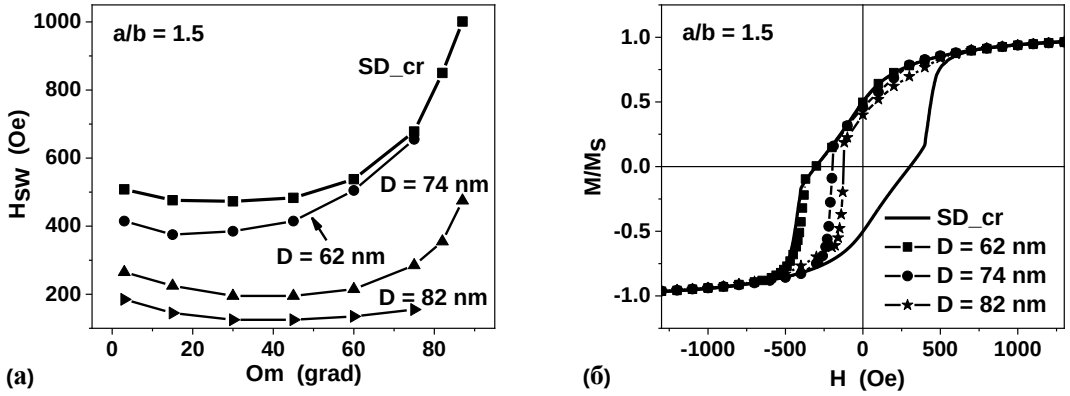


Рис. 2. а) Угловая зависимость полей перемагничивания сфероидальных наночастиц магнетита с аспектным отношением a/b = 1.5 в зависимости от поперечного диаметра частиц. б) Петли гистерезиса разреженных неориентированных сфероидальных частиц магнетита различных диаметров.

Кроме того, как показывает рис. 2а, коэрцитивная сила для неоднодоменных наночастиц магнетита уменьшается с увеличением диаметра частицы и оказывается значительно меньше, чем коэрцитивная сила частицы с D = 62 нм. Очевидно, что существенное уменьшение коэрцитивной силы можно рассматривать как характерной свойство частиц, находящихся в вихревых состояниях в области слабых магнитных полей. На рис. 2б различными символами показаны петли гистерезиса случайно ориентированных, разреженных ансамблей частиц магнетита с диаметрами D = 62, 74 и 82 нм и аспектным отношением a/b = 1.5 в сравнении с соответствующей петлей для ансамбля однодоменных частиц с когерентным вращением намагниченности, SD_cr. Как видно из этого рисунка, петля гистерезиса для частиц с D = 62 нм лишь незначительно отличается от петли SD_cr, в то время как петли гистерезиса для

неоднодоменных частиц с диаметрами D = 74 и 82 нм имеют пониженную остаточную намагниченность и существенно меньшее значение коэрцитивной силы.

Аналогичные результаты были получены также для сферических частиц магнетита (рис. 3а) и вытянутых сфероидальных частиц с аспектным отношением a/b = 2.0 (рис. 3б).

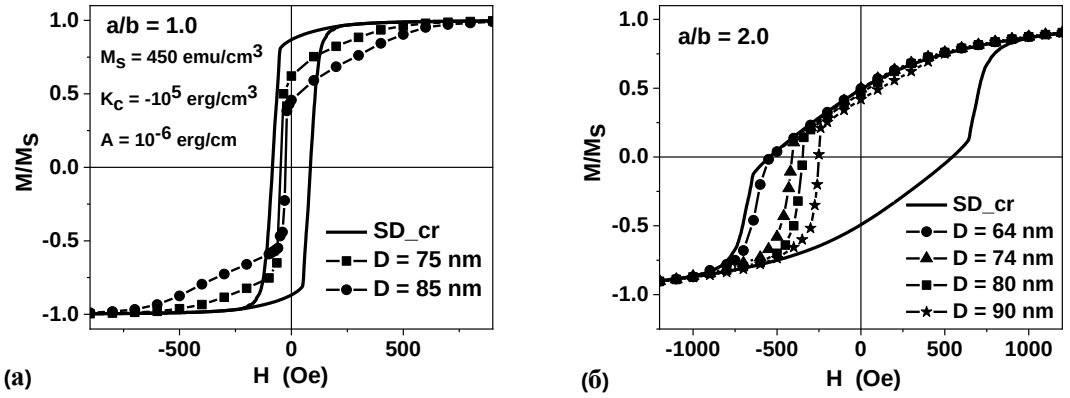


Рис. 3. Петли гистерезиса неориентированных разреженных ансамблей сферических наночастиц магнетита (а) и сфероидальных наночастиц с аспектным отношением a/b = 2.0 (б) в зависимости от поперечного диаметра частиц D = 2b.

Для ориентированных ансамблей сферических наночастиц магнетита присутствует некоторая зависимость квазистатических петель гистерезиса от азимутального угла ψ, которая исчезает при усреднении по этому углу в хаотически ориентированном ансамбле наночастиц. Как показывает рис. 3а, кроме уменьшенного значения коэрцитивной силы, для сферических наночастиц характерно также заметное снижение остаточной намагниченности неориентированного ансамбля при увеличении диаметра частиц. В то же время, как видно из рис. 3б, для наночастиц с аспектным отношением a/b = 2.0 в исследованном интервале поперечных диаметров петли гистерезиса идут достаточно близко к кривой SD_cr, которая представляет петлю гистерезиса неориентированного ансамбля частиц с когерентным вращением намагниченности. Таким образом, хотя для вытянутых сфероидальных частиц характерна существенно пониженная коэрцитивная сила, их остаточная намагниченность близка к таковой для ансамбля однодоменных наночастиц.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-27-00250, https://rscf.ru/project/24-27-00250.

Список использованных источников:

1. Dunlop D.J., Ozdemir O. Rock magnetism, fundamentals, and frontiers – Cambridge Univ. Press, Cambridge, U.K. – 1997 – 565 с.
2. Harrison R.J., Dunin-Borkowski R.E., Putnis A. Direct imaging of nanoscale magnetic interactions in minerals.// Proc. Natl. Acad. Sci. USA, – 2002 – vol. 99 – p. 16556 – 16561.
3. Almeida T.P., Kasama T., Muxworthy A.R., Williams W., Nagy L., Dunin-Borkowski R.E. Observing thermomagnetic stability of nonideal magnetite particles: Good paleomagnetic recorders?// Geophys. Res. Lett. – 2014 – vol. 41 – p. 7041 – 7047.
4. Usov N.A., Serebryakova O.N. Non uniform micromagnetic states in spheroidal magnetite nanoparticles.// J. Magn. Magn. Mater. – 2023 – vol. 588 – p. 171345.
5. Aharoni A., Introduction to the theory of ferromagnetism – Clarendon Press, Oxford –1996 – 315 с.

УДК 537.636, 537.621.2

Формирование обменного смещения в системе микрообъектов на основе спиновых клапанов с различной композицией синтетического антиферромагнетика

Гермизина А.А.

м.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Миляев М.А.

д.ф.-м.н., зав. лабораторией, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Наумова Л.И.

к.ф.-м.н., с.н.с. Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Чернышова Т.А.

к.ф.-м.н., м.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Павлова А.Ю.

к.ф.-м.н., н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Проглядо В.В.

н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Микрообъекты в форме ромба, реализующие схему моста Уитстона, были изготовлены из пленок спиновых клапанов с синтетическим антиферромагнетиком. Найдена процедура единой термомагнитной обработки микрообъекта, формирующая противоположные по знаку поля обменного смещения в непараллельных сторонах ромба. В работе исследовано влияние композиции синтетического антиферромагнетика на выходную характеристику моста Уитстона после формирования однонаправленной магнитной анизотропии путем единой термомагнитной обработки имеющего форму ромба микрообъекта.*

Ключевые слова: *спиновый клапан, мост Уитстона, магнитная анизотропия, анизотропия формы, магнитное поле обменного смещение*

Formation of exchange bias in a system of micro-objects based on spin valves with a different synthetic antiferromagnet composition

Germizina A.A.

Junior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Milyaev M.A.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Head of laboratory, Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Naumova L.I.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Chernyshova T.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Junior Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Pavlova A.Y.

Candidate of Technical Sciences, Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Proglyado V.V.

Researcher, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS

Annotation. *Rhombus-shaped micro-objects implementing the Wheatstone bridge scheme were fabricated from films of spin valves with a synthetic antiferromagnet. A procedure for the unified thermomagnetic treatment of a micro-object is found. The procedure forms exchange displacement fields opposite in sign in the nonparallel sides of the rhombus. The effect of the composition of a synthetic antiferromagnet on the output characteristic of the Wheatstone bridge after the formation of unidirectional magnetic anisotropy by a single thermomagnetic treatment of a rhombus-shaped micro-object is investigated.*

Keywords: *spin valve, Wheatstone bridge, magnetic anisotropy, shape anisotropy, exchange bias field*

Наноструктуры типа спиновый клапан являются магниточувствительным материалом для микросенсоров магнитного поля. Использование схемы моста Уитстона позволяет достичь высокой чувствительности и точности измерений, а также снижения шума и температурного дрейфа. [1-4]

Основными слоями спинового клапана являются два ферромагнитных (ФМ) слоя, разделенные немагнитным слоем, и антиферромагнитный (АФМ) слой. Один из ФМ слоев называется свободным и перемагничивается в полях, близких к нулевому. Второй ФМ слой называется закрепленным и его магнитный момент связан обменным взаимодействием с соседним АФМ слоем. Петля гистерезиса перемагничивания закрепленного ФМ слоя сдвинута от $H = 0$. Для увеличения этого обменного сдвига и уменьшения магнитостатического взаимодействия между ФМ слоями закрепленный слой спинового клапана заменяют синтетическим антиферромагнетиком (САФ). САФ состоит из двух ФМ слоев, закрепленного и референтного, разделенных слоем Ru. Толщина слоя Ru соответствует антиферромагнитному максимуму косвенного обменного взаимодействия.

При напылении спинового клапана в магнитном поле индуцируется одноосная анизотропия с осью легкого намагничивания (ОЛН). В результате обменного взаимодействия, закрепленного ФМ слоя и АФМ слоя, возникает однонаправленная анизотропия, которая характеризуется осью однонаправленной анизотропии (ООА). Для микрообъектов на основе спиновых клапанов существенна анизотропия формы.

В напыленном спиновом клапане процедура термомагнитной обработки (ТМО) позволяет сформировать отличное от изначального, направление ООА. ТМО включает в себя нагрев до температуры блокировки АФМ и последующее охлаждение в магнитном поле. На формирование новых ООА при ТМО микрообъекта влияет не только одноосная анизотропия, но и анизотропия формы. Также существенное влияние может оказывать величина суммарного магнитного момента, закрепленного и референтного ФМ слоев САФ спинового

клапана. Суммарный магнитный момент в свою очередь зависит от соотношения толщин ФМ слоев в САФ.

Объектом исследования в данной работе являлись изготовленные из единой пленки спинового клапана микрообъекты, имеющие форму ромба и реализующие схему моста Уитстона. Проведено исследование зависимость выходных характеристик моста Уитстона от композиции САФ в спиновом клапане.

Спиновые клапаны Ta(5)/$[Ni_{80}Fe_{20}]_{60}Cr_{40}$(5)/$Co_{70}Fe_{20}Ni_{10}$(5,5)/Cu(2,2)/ $Co_{70}Fe_{20}Ni_{10}(t_P)$/Ru(0,8)/$Co_{70}Fe_{20}Ni_{10}(t_3)$/$Fe_{50}Mn_{50}$(10)/Ta(5) изготовлены методом магнетронного напыления (толщины слоев указаны в нм). Закрепленный слой - САФ CoFeNi/Ru/CoFeNi. Синтезированные наноструктуры обладают высоким совершенством микроструктуры слоев и гладкими интерфейсами. С помощью метода безмасковой лазерной литографии изготовлены микрообъекты в форме ромба. Длина стороны ромба равна 315 мкм, ширина - 2 мкм. ОЛН направлена вдоль длинной диагонали ромба. В результате двухэтапной ТМО микрообъекта в поле магнитного насыщения спинового клапана и в магнитном поле, близком к нулевому, в соседних сторонах ромба были сформированы попарно противоположные по знаку ООА. Каждая сторона ромба действует как активный магниточувствительный элемент и устройство работает в режиме полного моста Уитстона. При ТМО магнитное поле было приложено вдоль короткой диагонали ромба.

Полученные сенсорные элементы имеют выходную характеристику в форме ступени в поле, приложенном вдоль длинной диагонали ромба. Разница толщин ФМ слоев в САФ составляла 0,3, 0,5, 1, 1,5, 2 нм. На рис. 1 представлены выходные характеристики сенсоров на основе спиновых клапанов с разными толщинами референтных слоев.

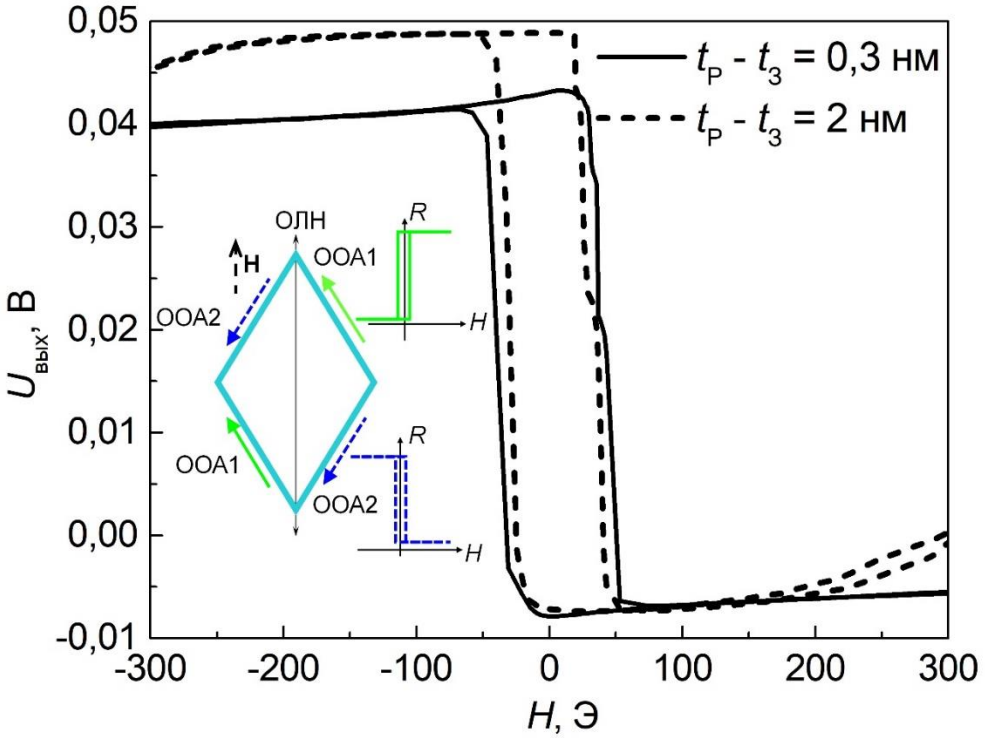


Рис. 1. Выходные характеристики сенсорных элементов с разными соотношениями толщин ФМ слоев в САФ. Вставка: схема микрообъекта в виде ромба с направлениями ООА в каждой микрополоске, ОЛН, магнитного поля при измерении Н и полевые зависимости сопротивления микрополосок.

С увеличением разницы в толщинах референтного и закрепленного слоев возрастает суммарный магнитный момент структуры САФ. Для синтетического антиферромагнетика CoFeNi/Ru/CoFeNi определено соотношение толщин ферромагнитных слоев, при которых в результате ТМО по всей площади микрополоски формируется одинаковый обменный сдвиг.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ (тема “Спин”, № 122021000036-3)

Список использованной литературы:

1. Mabarroh N., Alfansuri T., Wibowo N.A., Istiqomah N.I., Tumbelaka R.M., Suharyadi E. Detection of green-synthesized magnetite nanoparticles using spin-valve GMR-based sensor and their potential as magnetic labels // J. Magn. Magn. Mater. – 2022. – Vol. 560. – 169645.
2. Freitas P.P., Ferreira R., Cardoso S. Spintronic sensors // Proc. IEEE. – 2016. – Vol. 104, Issue 10. – p. 1894–1918.
3. Carvalho M., Ribeiro P., Romão V., Cardoso S. Smart fingertip sensor for food quality control: Fruit maturity assessment with a magnetic device // J. Magn. Magn. Mater. – 2021. – Vol. 536. – 168116.
4. Luong V.S., Nguyen A.T., Tran T.H.D. Antiparallel-Pinned Spin Valves with Modified Artificial Antiferromagnetic Layer for Full-Bridge Magnetic Sensors // IEEE Trans. Magn. – 2018. – Vol. 54, Issue 11. – 4001705.

УДК 538.955, 621.377.624.6, 004.942

Критическое поле переключения спинового вентиля в магнитном поле произвольного направления

Юсипова Ю.А.

главный специалист отдела разработки программного обеспечения
ООО «Альфачип»

Аннотация. *Благодаря большому числу режимов работы спиновые вентили являются универсальными элементами микроэлектронных устройств, поэтому исследования, направленные на повышение их энергоэффективности и чувствительности, являются актуальными. В данной работе аналитически получены зависимости критического поля переключения спинового вентиля с планарной и перпендикулярной анизотропией слоев от коэффициента анизотропии и направления магнитного поля. Построены бифуркационные диаграммы в плоскостях магнитное поле — угол отклонения от оси анизотропии, на которых выделены области с качественно различной динамикой вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля. Показано, что наименьшее значение критического поля переключения наблюдается при отклонении магнитного поля от оси анизотропии на угол 45°.*

Ключевые слова: *спиновый вентиль, считывающие головки жестких дисков, магнитные датчики, поле переключения.*

Critical switching characteristics of the spin valve in the arbitrary directional magnetic field

Iusipova Iu.A.

Chief specialist of software development department of limited liability company
«Alphachip»

Annotation. *Due to the large number of operating modes, spin valves have become universal elements of microelectronic devices, so research aimed at increasing their energy efficiency and sensitivity is actual. In this work, the dependences of the spin-valve critical switching field with planar and perpendicular anisotropy of layers on the anisotropy coefficient and the direction of the magnetic field were analytically obtained. Bifurcation diagrams were constructed in the planes magnetic field — angle of deviation from the anisotropy axis, in which regions with qualitatively different dynamics of the magnetization vector of the spin-valve free layer were identified. It is shown that the lowest value of the critical switching field is observed when the magnetic field deviates from the anisotropy axis by an angle of 45°.*

Keywords: *spin valve, hard disk read heads, magnetic field sensor, switching field.*

Магнитные сверхрешетки, такие как спиновые вентили, широко применяются в микроэлектронике благодаря своей универсальности, масштабируемости и совместимости с К-МОП технологиями. Однако одной из главных проблем их применения является высокое энергопотребление при переключении магнитным полем [1, 2]. Данная работа была направлена на исследование поведения спинового вентиля в магнитном поле произвольного

направления для нахождения способов снижения энергопотребления спиновых вентилей, как ячеек магнитной памяти и повышения чувствительности, как датчиков магнитного поля.

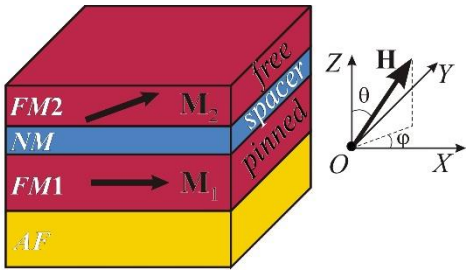


Рис. 1. Геометрия модели.

Объект исследования работы представлен на рис. 1. Это спиновый вентиль с квадратным поперечным сечением, состоящий из двух ферромагнитных слоев *FM*1 и *FM*2, соединенных немагнитной прослойкой *NM*. Рассматривались два типа анизотропии ферромагнитных слоев: планарная (Рис. 1) и перпендикулярная к плоскости слоев. Антиферромагнитный слой *AF* нужен для фиксации направления намагниченности $\mathbf{M}_1$ толстого (закрепленного) ферромагнитного слоя структуры *FM*1. Сопротивление сверхрешетки зависит от направления вектора намагниченности $\mathbf{M}_2$ тонкого (свободного) слоя *FM*2. Структура помещена в магнитное поле **H**, направление которого определяется азимутальным φ и зенитным θ углами. В качестве базовых материалов для слоев *FM*1 и *FM*2 рассматривались шесть магнитомягких материалов: кобальт, железо, $Fe_{70}Co_{30}$, $Fe_{60}Co_{20}B_{20}$, $Co_{93}Gd_7$ и $Co_{80}Gd_{20}$, а также четыре магнитотвердых сплава: $Co_{50}Pt_{50}$, $Fe_{50}Pt_{50}$, $Fe_{50}Pd_{50}$, $Fe_{50}Ni_{50}$.

Спиновый вентиль имеет два стационарных состояния: параллельное с сопротивлением R_P и антипараллельное с сопротивлением R_{AP}. Полное сопротивление магнитной сверхрешетки для любого положения вектора $\mathbf{M}_2$ описывается выражением $R = 0.5\,(R_P + R_{AP}) + 0.5\,(R_P - R_{AP})(M_i / M_s)$, где M_i — проекция вектора $\mathbf{M}_2$ на ось анизотропии, а M_s — намагниченность насыщения.

Динамика вектора $\mathbf{M}_2$ описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта

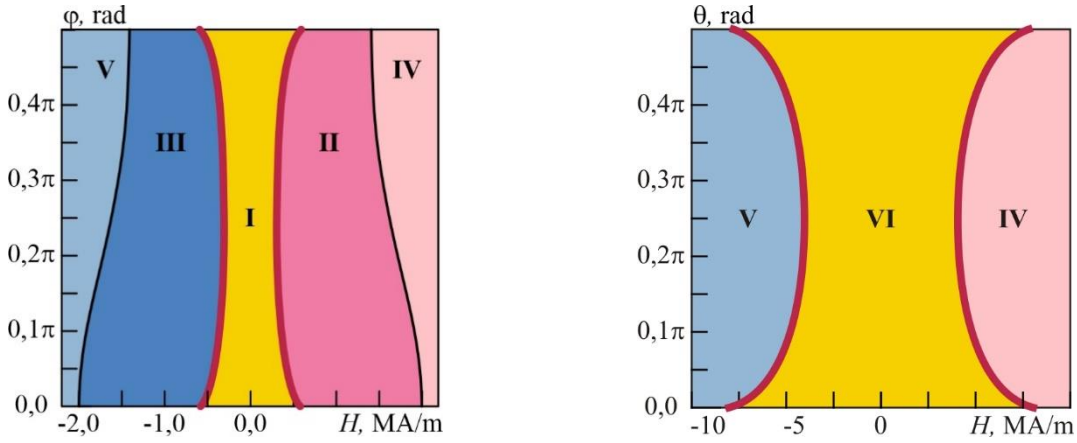
$$\frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} = -|\gamma|\mu_0\left[\mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_{\text{эфф}}\right] + \frac{\alpha}{M_s}\left[\mathbf{M}_2 \times \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t}\right], \qquad (1)$$

где α — коэффициент диссипации, γ — гиромагнитное отношение, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ — эффективное магнитное поле, включающее в себя поле анизотропии, поле размагничивания и поле, обусловленное вкладом спин-поляризованного тока, а также внешнее магнитное поле.

В работах [1, 2] проведен бифуркационный анализ системы (1), при этом было обнаружено, что критическое поле переключения спинового вентиля $H_{\min}$ из параллельного состояния в антипараллельное в сильной степени зависит от направления вектора магнитного поля **H**, а функция $H_{\min}(\varphi, \theta)$ имеет нелинейных характер. В статье [1] показано, что для планарной анизотропии при уменьшении зенитного угла θ критическое поле переключения монотонно растет, поэтому, в этом случае, минимальное $H_{\min}$ будет наблюдаться при $\theta = \pi / 2$. Для перпендикулярной анизотропии $H_{\min}$ напротив не зависит от угла φ, и немонотонно зависит от угла θ [2].

Для того, чтобы численно получить зависимость $H_{\min}(\varphi, \theta)$, следуя методике работ [1, 2] были построены бифуркационные диаграммы (рис. 2) для спинового вентиля на основе кобальта с планарной анизотропией в плоскости $\varphi - H$ ($\theta = \pi / 2$) и для $Fe_{50}Pt_{50}$ с перпендикулярной анизотропией для $\theta - H$. На них выделены области с качественно различной динамикой вектора намагниченности $\mathbf{M}_2$. В областях I и VI переключения спинового вентиля быть не может, так как оба основных стационарных состояния являются устойчивыми. В областях II и IV наблюдается переключение в параллельное состояние, а в областях III и V — в антипараллельное. Красным выделены линии бифуркации ограничивающие I и VI области — это линии устойчивости особых точек системы (1),

соответствующих параллельному и антипараллельному состоянию спинового вентиля. Они определяют зависимость критического поля переключения от углов φ и θ.



а *б*

Рис. 2. Бифуркационные диаграммы, рассчитанные для спинового вентиля на основе кобальта с планарной анизотропией θ = π / 2 (а) и для сверхрешетки с ферромагнитными слоями из $Fe_{50}Pt_{50}$ с перпендикулярной анизотропией (б).

В работах [1, 2] были получены уравнения расчета особых точек системы (1) для планарной и перпендикулярной анизотропий. Применив к ним критерии потери устойчивости стационарных состояний спинового вентиля, в ходе данного исследования, была аналитически получена формула для расчета критического поля переключения нормированного на намагниченность насыщения (2).

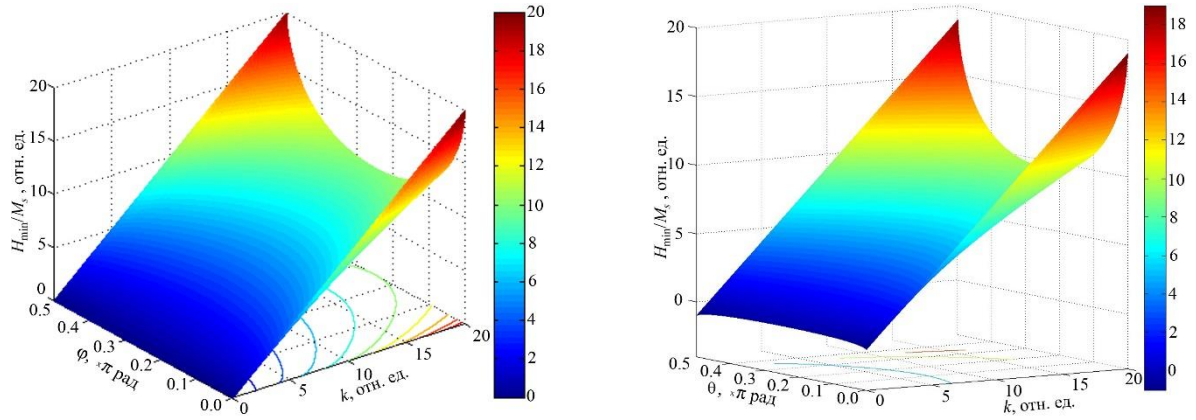
$$H_{\min} / M_s = h_{\min} = \pm N((q^2 + sq + s^2 - 1) / q)^{1/2}, \quad (2)$$

где $q = (0.5\,(s - 1)\,((4s + 5)^{1/2} + 2s + 2s^2 - 1))^{1/3}$, для планарной анизотропии (θ = π / 2) $N = k$, $s = 9\cos^4\varphi - 9\cos^2\varphi + 1$, для перпендикулярной анизотропии (φ — любое) $N = k - 1$, $s = 9\cos^4\theta - 9\cos^2\theta + 1$. Коэффициент поля анизотропии k рассчитывается с помощью константы анизотропии K_a и намагниченности насыщения $k = 2K_a / (M_s^2\mu_0)$. На рис. 3 представлены соответственные графики зависимости $h_{\min}(k, \varphi)$ и $h_{\min}(k, \theta)$ для планарной и перпендикулярной анизотропии. Для планарной анизотропии минимальное значение $h_{\min}$ половине k при θ = π / 2, φ = π / 4, а для перпендикулярной анизотропии — $(k - 1) / 2$ при θ = π / 4, что в два раза меньше, чем критическое поле переключения при направлении магнитного поля вдоль оси анизотропии. Это означает двукратное снижение энергопотребления спинового вентиля как ячейки памяти. В табл. 1 представлены рассчитанные критические поля переключения спинового вентиля при направлении поля вдоль оси анизотропии и при его отклонении от него на 45°, а также оценки времени переключения t при этих полях, сделанные с помощью моделирования переключения спинового вентиля методом Рунге-Кутты. Из данных табл. 1 видно, что практически для всех материалов время переключения ниже для поля, отклоненного от оси анизотропии на угол в π / 4. Соответствующие ячейки закрашены серым.

При переключении спинового вентиля в поле непараллельном оси анизотропии, устойчивая особая точка, в которую происходит переключение, смещена относительно стационарного состояния равновесия. Таким образом, переключение будет происходить в два этапа: в магнитном поле вектор $\mathbf{M}_2$ переключится в устойчивую особую точку вблизи стационарного состояния, а затем при выключении магнитного поля конец $\mathbf{M}_2$ перейдет в стационарное состояние, в бассейне притяжения которого он будет находится.

Спинового вентиля как датчика магнитного поля S_0 обратно пропорциональна критическом полю переключения (табл. 1). Однако смещение устойчивого положения равновесия от стационарного снижает коэффициент гигантского магнетосопротивления, что в свою очередь уменьшает чувствительность S_0. Проведенные численные эксперименты для десяти рассмотренных материалов по моделированию динамики спинового вентиля в

магнитном поле, отклоненном от оси анизотропии, показали, что при величине поля близкой к критической отклонение особой точки от стационарного состояния составляет не более 10%.



а *б*

Рис. 3. Зависимость поля переключения h_{min} для планарной анизотропии слоев от коэффициента k и угла φ.

Таблица 1. Критические поля переключения, время переключения при этих полях и чувствительность спинового вентиля, рассчитанные для различных материалов.

Материал	Планарная анизотропия						Перпендикулярная анизотропия					
	θ = π / 2, φ = 0			θ = π / 2, φ = π / 4			θ = 0			θ = π / 4		
	H_{min}, МА/м	t, нс	S_0, Ом/Тл	H_{min}, МА/м	t, нс	S_0, Ом/Тл	H_{min}, МА/м	t, нс	S_0, Ом/Тл	H_{min}, МА/м	t, нс	S_0, Ом/Тл
Co	0.605	9	0.27	0.301	7	0.52	0.922	47	0.20	0.461	42	0.39
Fe	0.047	17	7.69	0.022	21	14.91	1.899	55	0.21	0.949	60	0.40
$Fe_{70}Co_{30}$	0.032	11	23.01	0.015	3	44.64	2.416	18	0.36	1.208	16	0.69
$Fe_{60}Co_{20}B_{20}$	0.218	7	6.66	0.107	4	12.93	1.425	29	1.06	0.712	25	2.06
$Co_{93}Gd_7$	0.013	12	45.92	0.007	8	89.08	1.003	84	0.15	0.501	73	0.29
$Co_{80}Gd_{20}$	0.028	442	0.77	0.014	135	1.49	0.069	464	0.41	0.034	126	0.79
$Co_{50}Pt_{50}$	9.645	5	0.02	4.851	1	0.04	9.347	17	0.02	4.673	10	0.04
$Fe_{50}Pd_{50}$	2.616	9	0.23	1.314	6	0.45	1.631	254	0.40	0.815	212	0.77
$Fe_{50}Pt_{50}$	9.126	4	0.04	4.610	1	0.08	8.179	49	0.05	4.089	24	0.09
$Fe_{50}Ni_{50}$	1.645	7	0.04	0.817	9	0.07	0.427	446	0.17	0.213	382	0.32

В работе получена зависимость критического поля переключения спинового вентиля H_{min} от его направления. Определено, что отклонение магнитного поля на угол в 45° от оси анизотропии снижает H_{min} в два раза и увеличивает быстродействие спинового вентиля для большинства рассмотренных материалов. Показано, что уменьшение чувствительности за счет отклонения магнитного поля от оси анизотропии полностью нивелируется ее ростом за счет двукратного снижения H_{min}.

Список использованной литературы:

1. Юсипова Ю.А., Скиданов В.А. Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля с планарной анизотропией под действием магнитных полей произвольного направления // Известия РАН. Серия Физическая. – 2023. – т. 87. – № 3. – с. 359-367.
2. Iusipova Iu.A. Precession frequency and switching time of the magnetization vector in the spin-valve active layer with perpendicular anisotropy // IEEE Magnetics Letters .– 2022.– V. 13.– Art. No. 4501605.

УДК 537.6

Магнитные и магнитокалорические свойства пленок упорядоченного сплава FeAl, модифицированного ионным облучением

Пашенькин И.Ю.

младший научный сотрудник, Институт физики микроструктур РАН

Полушкин Н.И.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики микроструктур РАН

Скуратов В.А.

д.ф.-м.н., профессор, Государственный университет «Дубна»
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
начальник сектора, Объединенный институт ядерных исследований

Курляндская Г.В.

д.ф.-м.н., профессор, Уральский федеральный университет

Кудюков Е.В.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Уральский федеральный университет

Фраерман А.А.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Институт физики микроструктур РАН

Сапожников М.В.

д.ф.-м.н., заведующий отделом, Институт физики микроструктур РАН
профессор, Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского

Аннотация. *Экспериментально исследованы магнитные и магнитокалорические свойства пленок упорядоченного сплава FeAl, модифицированных ионным облучением. Показано, что термический отжиг в вакууме при температуре 673 K слоев $Fe_{60}Al_{40}$, полученных методом магнетронного распыления, приводит к сверхструктурному упорядочению, которое сопровождается падением величины намагниченности насыщения с 600 до 100 emu/cm^3, а также полному исчезновению остаточной намагниченности. Увеличение степени упорядоченности сплава после термического отжига подтверждается картинами электронной микродифракции. Облучение упорядоченных слоев $Fe_{60}Al_{40}$ ионами Xe с энергией 160 MeV приводит к увеличению намагниченности насыщения и появлению остаточной намагниченности при дозе в 0,1 ion/nm^2. При этом все пленки, облученные дозами в диапазоне 0,03 – 3 ion/nm^2, обладают анизотропией типа «легкая плоскость». Обнаружено увеличение магнитокалорического потенциала ΔS пленок $Fe_{60}Al_{40}$* после их *облучения ионами с дозой 0.1 ion/nm^2. Однако измеренное значение ΔS существенно меньше теоретически предсказываемых значений. Это может быть связано с частичной упорядоченностью исходной пленки и наличием в ней суперпарамагнитных кластеров.*

Ключевые слова: *сплавы Fe-Al, парамагнетизм, ферромагнетизм, сверхструктура, ионное облучение, магнитокалорический эффект, суперпарамагнитные кластеры*

Magnetic and magnetocaloric properties of films of ordered FeAl alloy modified by ion irradiation

Pashen'kin I. Yu.

Junior researcher, Institute for Physics of Microstructures of RAS

Polushkin N. I.

Ph.D., Senior Researcher, Institute for Physics of Microstructures of RAS

Skuratov V. A.

Dr.Sc.,professor, Dubna State University
National Research Nuclear University MEPhI
Head of the Department, Joint Institute for Nuclear Research

G. V. Kurlyandskaya

Dr.Sc.,professor, Ural Federal University

Kudyukov E. V.

Ph.D., Researcher, Ural Federal University

Fraerman A. A.

Dr.Sc., Principal Investigator, InstituteforPhysicsofMicrostructures of RAS

Sapozhnikov M. V.

Dr.Sc.,Head of the Department, InstituteforPhysicsofMicrostructures of RAS

professor, Lobachevsky State University

Annotation. *The magnetic and magnetocaloric properties of films of an ordered FeAl alloy modified by ion irradiation were experimentally studied. It has been shown that thermal annealing in vacuum at a temperature of 673 K of $Fe_{60}Al_{40}$ layers deposited by magnetron sputtering leads to the superstructural ordering, which is accompanied by a drop in the saturation magnetization value from 600 to 100 emu/cm^3, as well as the complete disappearance of residual magnetization. The increase in the ordering of the alloy after thermal annealing is confirmed by electron microdiffraction patterns. Irradiation of ordered $Fe_{60}Al_{40}$ layers with Xe ions with an energy of 160 MeV leads to an increase in saturation magnetization and anappearance of significant remanent magnetization already at a dose of 0.1 ion/nm^2. Moreover, all films irradiated with doses in the range 0.03 – 3 ion/nm^2 have in-plane anisotropy. It is also shown that the magnetocaloric potential ΔS of $Fe_{60}Al_{40}$ films irradiated with a fluence of 0.1 ion/nm^2 increases slightly, but its value is significantly less than the theoretically predicted values. This may be due to the partial ordering of the initial film and the presence of superparamagnetic clusters in it.*

Keywords: Fe-Al alloys, paramagnetism, ferromagnetism, superstructure, ion irradiation, magnetocaloric effect, superparamagnetic clusters

В последнее время наблюдается значительный интерес к магнитокалорическим свойствам наноструктурированных магнитных материалов [1]. Необходимым условием для использования магнитных наноструктур в магнитокалорических приложениях является отсутствие магнитного гистерезиса и нулевая остаточная намагниченность. Это может быть достигнуто в системах невзаимодействующих магнитных наночастиц или суперпарамагнитных (SP) кластеров. Любая система, которая ведет себя как парамагнетик (PM), может проявлять значительный магнитокалорический эффект (МКЭ) вблизи фазового перехода. Одним из преимуществ использования магнитных наноструктур является возможность уменьшения магнитных полей, необходимых для достижения заметного МКЭ,

до нескольких kOe. Такие относительно слабые поля могут создаваться с помощью небольших постоянных магнитов.

В рамках данной работы исследованы магнитные и магнитокалорические свойства матрицы «слабого» ферромагнетика (или PM) с наноразмерными включениями «сильного» ферромагнетика (FM). При наличии сильного обменного взаимодействия между включениями и матрицей встроенные обменные поля, возникающие на границах, могут изменять намагниченность матрицы и ее магнитную энтропию, т.е. ее магнитокалорический потенциал ΔS. Поскольку поле перемагничивания FM-материалов обычно не превышает несколько kOe, в такой композитной системе возможен выигрыш в магнитокалорической эффективности ΔS/ΔH. Эффект обменного усиления МКЭ был предсказан теоретически [2] и подтвержден экспериментально в FM/PM структурах из ультратонких (≈1 нм) слоев [3]. Однако для применения в магнитном охлаждении необходимо получить объемный материал, в котором оно было бы реализовано. Одним из возможных способов достижения этой цели является локальное изменение магнитных свойств материала путем ионного облучения, которое может индуцировать изменения в атомной структуре и привести к возникновению FM-каналов (треков) в PM-матрице [4] (рис. 1), которые будут ее подмагничивать эффективным обменным полем. В качестве PM-матрицы нами была использована пленка упорядоченного сплава $Fe_{60}Al_{40}$ (сверхструктура B2-FeAl), а для формирования FM-включений, образованных треками из неупорядоченного сплава FeAl, она облучалась ионами $^{132}Xe^{26+}$ с энергией 160 MeV различными дозами в диапазоне 0,03 – 3 ion/nm^2.

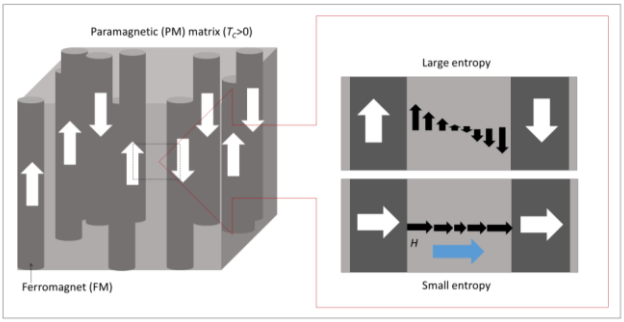


Рис.1. Иллюстрация обменного усиления МКЭ в PM с ненулевым T_C путем внедрения FM-включений.

Пленки $Fe_{60}Al_{40}$ толщиной 50 nm были выращены при комнатной температуре методом совместного магнетронного распыления (давление Ar $2\cdot10^{-3}$ Torr) из отдельных мишеней Fe и Al на подложке Si (100) с поверхностным слоем естественного оксида. Состав контролировался путем индивидуальной регулировки скорости распыления Fe (Al) и проверялся с помощью рентгеновской рефлектометрии и вторично-ионной масс спектрометрии. Для формирования сверхструктуры B2-FeAl подготовленные образцы подвергались термическому отжигу в вакууме при температуре 673 K в течение двух часов, результатом которого стало падение величины намагниченности насыщения с 600 до 100 emu/cm^3, а также полное исчезновение остаточной намагниченности. Увеличение степени упорядоченности сплава после термического отжига подтверждается картинами электронной дифракции, на которых зафиксировано существенное увеличение интенсивности сверхструктурных пиков.

Облучение упорядоченной пленки FeAl ионами $^{132}Xe^{26+}$ с энергией 160 MeV приводит

к увеличению намагниченности насыщения и появлению существенной остаточной намагниченности в плоскости уже при дозе в 0.1 ion/nm^2. Появление ферромагнитного сигнала при достаточно низкой дозе облучения (0.1 ion/nm^2), предположительно, обусловлено образованием наноразмерных ферромагнитных частиц (треков), которые отделены друг от друга в РМ-среде. При этом все пленки, облученные дозами в диапазоне 0,03 – 3 ion/nm^2, обладают анизотропией типа «легкая плоскость».

Для исследования вопроса обменного усиления МКЭ в пленках FeAl, модифицированных ионным облучением, были получены кривые их намагничивания при различных температурах (рис. 2 (а,б)). Для расчета магнитокалорического потенциала использовалось соотношение Максвелла.

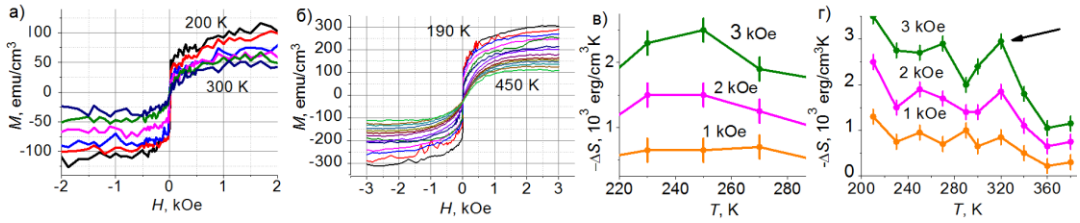


Рис. 2. а), б) – кривые намагничивания отожженных пленок FeAl до и после облучения ионами $^{132}Xe^{26+}$ дозой 0,1 ion/nm^2 соответственно; в), г) – магнитокалорический потенциал отожженных пленок FeAl до и после ионного облучения соответственно.

Магнитокалорический потенциал ΔS пленок $Fe_{60}Al_{40}$, облученных дозой 0.1 ion/cm^2, несколько увеличивается, однако его величина существенно меньше предсказываемых теоретически значений. Это может быть связано с частичной упорядоченностью исходной пленки и наличием в ней суперпарамагнитных кластеров.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00044)

Список использованных источников:

1. Khattak Kh.S., Aslani A., Nwokoye Ch.A et al, Magnetocaloric properties of metallic nanostructures //Cogent Engineering – 2015, –v.2, – p. 1050324.
2. Fraerman A.A., Shereshevskii I.A. Magnetocaloric effect in ferromagnet/paramagnet multilayer structures// JETP Letters – 2015 – v. 101 – p. 618–621.
3. Kuznetsov M.A., Pashenkin I.Y., Polushkin N.I., Sapozhnikov M.V., Fraerman A.A. Magnetocaloric effect in exchange-coupled strong/weak/strong ferromagnet stacks//J. Appl. Phys. – 2020 – v. 127 – p. 183904.
4. Nozieres J.P., Ghidini M., Dempsey N.M., et al. Swift heavy ions for magnetic nanostructures// Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B – 1998 – v. 146 – p. 250-259.

УДК 537.632

Терагерцовое излучение периодическими структурами на основе спинтронных источников

Караштин Е.А.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ИФМ РАН

Гусев Н.С.

ведущий инженер-технолог ИФМ РАН

Сапожников М.В.

д.ф.-м.н., заведующий отделом магнитных наноструктур ИФМ РАН

Авдеев П.Ю.

стажер-исследователь, лаборатория физики для нейроморфных вычислительных систем ИПТИП РТУ МИРЭА

Лебедева Е.Д.

стажер-исследователь, лаборатория физики для нейроморфных вычислительных систем ИПТИП РТУ МИРЭА

Буряков А.М.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, доцент кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Аннотация. *Исследуются эффекты, возникающие в терагерцовом излучении при облучении мощным фемтосекундным лазерным импульсом спинтронных источников, представляющих собой периодическую систему полос, изготовленных из тонких плёнок ферромагнетик / тяжёлый металл (в частности, Co(2нм)/Pt(2нм)), с периодом от 8мкм до 1000мкм. Показано, что с уменьшением периода структуры возрастает анизотропия в амплитуде ТГц излучения при намагничивании вдоль и поперёк полос. При периоде структуры существенно меньшем, чем характерная длина волны излучения (300мкм для частоты 1ТГц), это позволяет эффективно управлять излучением ТГц сигнала с помощью приложения внешнего магнитного поля. Также показано, что спектр излучения ТГц сигнала такими структурами зависит от угла между нормалью к структуре и приёмником. В частности, установка непропускающего экрана вблизи направления на нормаль приводит к сдвигу спектрального максимума в область более низких частот (около 0.5ТГц).*

Ключевые слова: *наноструктуры, терагерцовое излучение, фемтосекундный лазерный импульс*

Terahertz radiation by periodic spintronic emitters

Karashtin E.A.

Candidate of physical and mathematical Sciences, senior research fellow, IPM RAS

Gusev N.S.

Leading process engineer, IPM RAS

Sapozhnikov M.V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, head of department of magnetic nanostructures, IPM RAS

Avdeev P. Yu.

Research intern, laboratory of physics for neuromorphic computing systems, IPTIP of MIREA – Russian Technological University

Lebedeva E.D.

Research intern, laboratory of physics for neuromorphic computing systems, IPTIP of MIREA – Russian Technological University

Buryakov A.M.

Candidate of physical and mathematical Sciences, senior research fellow, Associate Professor, Department of Nanelectronics, IPTIP of MIREA – Russian Technological University

Annotation. *The effects that arise in terahertz radiation from spintronic sources irradiated by afemtosecond laser pulse, which are a periodic system of strips made from thin ferromagnetic / heavy metal films (in particular, Co(2nm)/Pt(2nm)), with a period from 8 μm to 1000μm. It is shown that as the period of the structure decreases, the anisotropy in the ratio of amplitudes of THz radiation increases when magnetized along vs. across the stripes. With a structure period significantly shorter than the characteristic wavelength of the radiation (300 μm for a frequency of 1 THz), this makes it possible to effectively control the emission of a THz signal by applying an external magnetic field. It is also shown that the emission spectrum of the THz signal from such structures depends on the angle between the normal to the structure and the detector. In particular, installing a non-transmitting screen near the normal direction leads to a shift of the spectral maximum to the region of lower frequencies (about 0.5 THz).*

Keywords: *nanostructures, THz radiation, femtosecond laser pulse*

В последнее десятилетие активно исследуются перспективные источники ТГц излучения, основанные на многослойной магнитной наноструктуре, которая состоит из тонкого ферромагнитного слоя (ФМ), имеющего границу с тонким слоем тяжелого металла. Известно, что такая структура может выступать в качестве широкополосного ТГц-излучателя, сравнимого по эффективности с полупроводниковыми аналогами [1,2]. При облучении такой системы фемтосекундным оптическим импульсом большой интенсивности протекает короткий импульс спинового тока из ФМ в НМ. Это, в свою очередь, вызывает электрический ток в результате обратного спинового эффекта Холла в НМ, который излучает короткий и широкополосный импульс электромагнитной волны, соответствующий терагерцовому диапазону частот. Недавно в работе [2] изучалась структура с двумя слоями железа, разделенными слоем платины толщиной 4нм. Слои Fe инжектируют спиновый ток в Pt. Генерируемый в платине электрический ток либо компенсируется для ферромагнитного состояния системы, либо суммируется для антиферромагнитного, что позволяет управлять излучением терагерцового сигнала внешним магнитным полем. Принципиальным ограничением для такой системы является наличие у слоев железа других пограничных слоев, в частности, антиферромагнетика IrMn, в которых также происходит излучение ТГц сигнала [4]. Поэтому соотношение интенсивности сигнала в "работающем" и "выключенном" состоянии составляет примерно 15.

В данной работе исследуются спинтронные источники, представляющие собой периодическую систему полос, изготовленных из тонких плёнок ферромагнетик / тяжёлый металл (в частности, Co(2нм)/Pt(2нм) либо W(2нм)/Co(2нм)/Pt(2нм), изготовленные методом магнетронного распыления), с периодом от 8мкм до 1000мкм. Мы показываем, что с уменьшением периода структуры возрастает соотношение амплитуд ТГц излучения при намагничивании поперёк и вдоль полос. Это объясняется тем, что электрический ток, возникающий в результате обратного спинового эффекта Холла, протекает либо вдоль, либо поперёк полос, соответственно. При периоде структуры 1000мкм (коэффициент заполнения 1/2) отличия в сигналах практически нет, в то время, как при периоде 100мкм наблюдается отличие в два, а при периоде 50мкм — в три раза. Это связано с тем, что период структуры становится меньшим, чем характерная длина волны излучения (300мкм для частоты 1ТГц), что позволяет эффективно управлять излучением ТГц сигнала с помощью приложения внешнего магнитного поля. При этом принципиальных ограничений на соотношение сигналов в "работающем" и "выключенном" состоянии прибора нет: с уменьшением ширины полос оно растет, а абсолютное значение сигнала может быть увеличено за счет уменьшения зазора между полосами. Мы демонстрируем это на примере структуры с периодом 8мкм и коэффициентом заполнения 3/4.

Также мы демонстрируем, что спектр излучения ТГц сигнала периодическими структурами структурами зависит от угла между нормалью к структуре и приёмником. В частности, установка непропускающего экрана вблизи направления на нормаль приводит к сдвигу спектрального максимума в область более низких частот (около 0.5ТГц). С другой стороны, выделение с помощью диафрагмы области вблизи нормали приводит к сдвигу максимума в спектре излучения в область более высоких частот (около 1.5ТГц). Это связано с тем, что периодическая структура является антенной решёткой и наиболее заметно проявляется для больших периодов (300-1000мкм).

Таким образом, изготовление периодической системы полос на основе спинтронных источников терагерцового излучения с периодом порядка 10-1000мкм позволяет эффективно управлять амплитудой ТГц излучения путем приложения магнитного поля, а также спектром излучения путем установки диафрагмы.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №23-22-00295.

Список использованной литературы:

1. C. Bull, S.M. Hewett, R. Ji et al. // APL Mater. - 2021 - 9 - 090701.
2. T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens et al. // Nature Photonics - 2016 - 10 - 483.
3. M. Fix, R. Schneider, S.M. de Vasconcellos et al. // Appl. Phys. Lett. - 2020 - 117 - 132407.
4. Y. Saito, F. N. Kholid, E. Karashtin et al. // Phys. Rev. Appl. - 2023 - 19 - 064040.

УДК 537.622.4

Получение магнитных нанопроволок различных типов и их исследование методом зондовой микроскопии

Бизяев Д.А.

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник лаборатории физики и химии поверхности КФТИ им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанского научного центра РАН

Загорский Д.Л.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Долуденко И.М.

к.т.н., научный сотрудник лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Хайретдинова Д.Р.

инженер лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Бухараев А.А.

д. ф.-м. н., профессор, главный научный сотрудник лаборатории физики и химии поверхности КФТИ им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанского научного центра РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию нанопроволок (НП) из металлов группы железа. Три типа НП - гомогенные (из одного металла - железа или никеля), гомогенные из железоникелевого сплава и гетерогенные – из чередующихся слоёв меди и никеля – были получены методом матричного синтеза. Для изучения топографии и намагниченности на локальном уровне использовались методы зондовой микроскопии - атомно- и магнитно-силовая микроскопия (АСМ и МСМ соответственно). Для первых двух типов образцов проведены исследования НП непосредственно в полимерной матрице – «с торца». Изучена намагниченность отдельных НП в исходном состоянии и процесс перемагничивания массива НП во внешнем поле. Показано, что характер перемагничивания зависит не только от характеристик отдельной НП, но и от их взаимного расположения: близко расположенные друг к другу НП перемагничиваются в более широком диапазоне полей. Для третьего типа НП – слоевых – исследован характер намагниченности «вдоль» НП. Показано разбиение НП на домены, размеры которых коррелируют с толщинами слоёв. Изучено перемагничивание таких НП в изменяющемся магнитном поле. Также выявлена зависимость от взаимного расположения НП - агломераты близкорасположенных НП перемагничиваются поэтапно и в более широком диапазоне полей. Для всех случаев показана роль взаимодействия между соседними НП.*

Ключевые слова: *Матричный синтез, нанопроволоки, магнитно-силовая микроскопия, намагниченность*

Obtaining of magnetic nanowires of different types and their investigation by probe microscopy

Bizyaev D.A.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Zagorskiy D.L.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher of the laboratory of the growth of thin films and inorganic nanostructures of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC "Kurchatov Institute"

Doludenko I.M.

Candidate of Technical Sciences, Researcher of laboratory of the growth of thin films and inorganic nanostructures of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC "Kurchatov Institute

Khairetdinova D.R.,

Engineer of the laboratory of the growth of thin films and inorganic nanostructures of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC "Kurchatov Institute"

Bukharaev A.A.,

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor, Chief Researcher of the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC KSC of RAS

Annotation. *The work is devoted to the study of nanowires (NWs) made of iron group metals. Three types of NWs were obtained by matrix synthesis: homogeneous (from one metal Fe, Ni or Co), homogeneous from FeCo or FeNi alloys and heterogeneous- from alternating layers of Cu and Ni (or Co). To study topography and magnetization at the local level, probe microscopy methods were used –atomic and magnetic force microscopy (AFM and MFM, respectively). For the first two types of samples, NW` studies were carried out directly in the polymer matrix- "from the top". The magnetization of individual NWs in the initial state and the process of magnetization reversal of an array of NWs in the external field were studied. It is shown that the nature of magnetization reversal depends not only on the characteristics of an individual NW, but also on their relative position: NWs located close to each other are remagnetized in a wider range of fields. For the third type of samples-layered NWs-the nature of magnetization "along" the NW was studied. The fragmentation of NWs into domains, the size of which correlated with the thickness of the layers, is shown. The magnetization reversal of such NWs in varying magnetic field was studied. The dependence on the relative position of NWs was also revealed – agglomerates of closely located NWs are remagnetized step by step in a wider range of fields. So, for all cases the role of interaction between neighboring NWs is shown.*

Keywords: *matrix synthesis, nanowires, magnetic-force microscopy, magnetization*

Нанопроволоки (НП) (1D- материалы) весьма перспективны для многих применений – в частности, как элементы микроэлектроники и спинтроники (микромагниты, сенсоры, элементы микроэлектроники). В настоящей работе массивы НП из 3-d металлов (Fe, Co, Ni, а также Cu) были получены методом матричного (темплатного) синтеза на основе трековых мембран. Синтез НП из металлов группы железа позволяет получать НП с регулируемыми магнитными характеристиками. Отметим, что в отличие от объёмных магнитов НП дают возможность варьирования параметров как за счёт наноразмеров, так и за счёт вытянутой формы. Однако исследованию магнитных свойств НП на локальном уровне посвящено очень мало работ (среди них можно отметить [1-6]).

В настоящей работе были получены НП трёх типов. При создании образцов ПЕРВОГО ТИПА были использованы два вида матриц: НП из чистого железа были получены с использованием мембраны с диаметром пор d=150 нм (плотность 10^9 пор/см^2) и электролита на основе $FeSO_4 \cdot 7H_2O$. Для получения НП из чистого никеля применялись матрицы с большим

диаметром пор d = 540 нм (с малой плотностью ~10^8 пор/см^2) и электролит Уоттса на основе солей никеля $NiSO_4 \cdot 7H_2O$ и $NiCl_2 \cdot 6H_2O$ (рабочая температура – 50–60 °С). Осаждение проводилось в потенциостатическом режиме при напряжении на ячейке 1200 мВ.

Образцы ВТОРОГО ТИПА – гомогенные НП из FeNi (т.н. «сплав»; по составу близкий к магнито-мягкому пермаллою). В этом случае использовалось три вида матриц – с одинаковыми диаметрами пор 100 нм, но с различной плотностью пор – $1 \cdot 10^8$, $5 \cdot 10^8$ и $1.2 \cdot 10^9$ пор/см^2. Используемый электролит состоял из солей железа и никеля: $FeSO_4 \cdot 7H_2O$, $NiSO_4 \cdot 7H_2O$ и $NiCl_2 \cdot 6H_2O$.

Получение образцов ТРЕТЬЕГО ТИПА проводилось с использованием трековой мембраны с порами диаметром 100 нм и поверхностной плотностью 10^9 пор/см^2. В порах этой матрицы, используя электролит, содержащий ионы никеля и меди и, применяя т. н. импульсный режим (чередование импульсов различного напряжения), были получены гетерогенные (слоевые) НП. Они состояли из чередующихся слоёв никеля и меди (толщиной 400 и 300 нм каждый).

В первых двух случаях исследовался «металл-полимерный композит»: металлические НП не выделялись из ростовой матрицы. Методом АСМ/МСМ проводилось исследование поверхности мембраны с НП, концы которых находились на одном уровне с поверхностью («заподлицо»). В третьем случае НП отделялись от ростовой матрицы и наносились на «горизонтальную» поверхность. Отметим, что при этом решалась проблема преодоления агломерации НП (их слипания друг с другом из-за магнитного взаимодействия). Уменьшение агломерации было достигнуто за счёт осаждения взвеси на поверхность держателя во внешнем вращающемся магнитном поле. При этом были получены как единичные (отдельные) НП, так и НП, соединённые в группы из двух и более штук. Схема расположения НП и их сканирования методом АСМ/МСМ показана на рис.1.

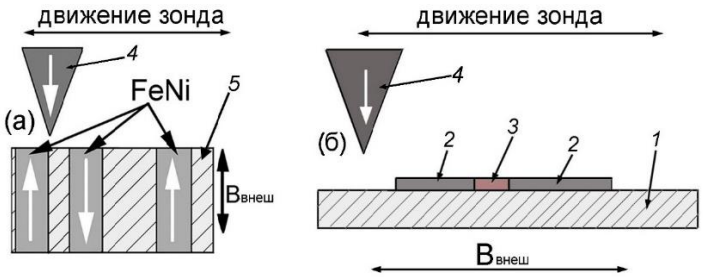


Рис.1 Схема расположения НП и их сканирования зондом в образцах первого и второго типа (а) и третьего типа (б). 1 – подложка держатель, 2 – Ni, 3 – Cu, 4 – МСМ зонд, 5 –матрица с порами. Стрелками показано направление сканирования зондом и внешнего магнитного поля ($B_{внеш}$)

Последующее изучение проводилось методом зондовой микроскопии: на приборах Solver P-47 (NT-MDT, Зеленоград) и Ntegra, работавшими в режиме тэйпинга в АСМ и МСМ модах. Использовался магнитный кантеливер (с кобальтовым покрытием). Измерения проводились в однопроходном режиме. Внешнее магнитное поле создавалось в первом и втором случае в вертикальном направлении. Внешнее магнитное поле создавалось в первом и втором случае в вертикальном направлении в пределах +/-34 мТл. В третьем случае горизонтальное поле изменялось электромагнитом в пределах +/-16 мТл.

Для образцов ПЕРВОГО ТИПА проводилось перемагничивание при приложении внешнего магнитного поля (+/-200 мТл,). При этом величина остаточной намагниченности составляла всего 9 % от величины намагниченности насыщения. Это позволяет сделать вывод о том, что большая часть НП после снятия внешнего магнитного поля перемагничиваются так, что соседние НП намагничены противоположно друг другу. Результатом этого является понижение магнитостатической энергии всего ансамбля НП. Для образцов первого типа из чистого никеля перемагничивание проводилось в плавно изменяющемся внешнем магнитном поле. Меньшая плотность пор (и соответственно большее расстояние между НП приводили к ослаблению их диполь-дипольного взаимодействия.

На образцах ВТОРОГО ТИПА можно условно выделить два различных вида НП – уединённые и близкорасположенные, «групповые». Критерием разделения может служить предложенная ранее для аналогичных массивов НП оценка расстояния между соседями в 400-500 нм. Перед прикладыванием внешнего магнитного поля исследовалось исходное состояние намагниченности. Далее включалось максимальное магнитное поле (-34 мТл) для намагничивания НП в заданном направлении. После чего производилось постепенное уменьшение поля с шагом 1 мТл и при переходе через ноль делалось его увеличение с тем же шагом в сторону положительных значений. При этом для уединённых НП наблюдалось переключение их намагниченности в полях 7-10 мТл практически во всех случаях. Эта величина не зависит от типа матрицы - очевидно, из-за того, что такие НП практически не взаимодействуют с соседями. Напротив, в «группах» переключение намагниченности НП происходит поэтапно, при этом границы диапазона перемагничивания (верхняя – где начинаются первые изменения в намагниченности ансамбля НП и нижняя – где заканчиваются эти изменения) становятся шире по мере увеличения плотности НП. В образце с наибольшей плотностью НП уединённых НП на исследуемых участках поверхности матрицы не наблюдалось. В этих образцах наблюдался максимальный диапазон полей перемагничивания.

Для ТРЕТЬЕГО ТИПА образцов сканирование проводилось вдоль единичных НП. В исходном состоянии было показало их разбиение на домены, размер которых соответствовал размеру отдельного слоя (около 400 нм). Приложение внешнего поля (направленного вдоль поверхности держателя, параллельно оси НП) приводило к перемагничиванию единичных НП, коэрцитивная сила которых составила порядка 4-5 мТл. В то же время для агрегатов – двойных и более НП – наблюдалось значительное увеличение их поля переключения до 12-15 мТл. Под полем переключения понимается такая величина внешнего магнитного поля, при котором группа НП меняет направление намагниченности на противоположное. Агрегаты, состоящие из нескольких «слипшихся» НП перемагничивались поэтапно, при последовательном увеличении поля. Показано, что при этом могут образовываться достаточно стабильные промежуточные конфигурации.

Благодарности. Работа (приготовления образцов типа 3 и их АСМ/МСМ исследований) поддержана грантом РНФ 22-22-00983. Работы по синтезу и аттестации образцов типов 1 и 2 проведены в рамках выполнения Госзадания НИЦ «Курчатовский Институт».

Список использованной литературы:

1. Andersen I. M., Rodriguez L. A., Bran C. et al. Exotic transverse-vortex magnetic configurations in CoNi nanowires // ACS nano. – 2019. – Т. 14. – №. 2. – С. 1399-1405.
2. Sorop T. G., Untiedt C., Luis F. et al. Magnetization reversal of ferromagnetic nanowires studied by MFM // Physical Review B. – 2003. – Т. 67. – №. 1. – С. 014402.
3. Wang T., Wang Y., Fu Y. et al. Magnetic behavior in an ordered Co nanorod array // Nanotechnology. – 2008. – Т. 19. – №. 45. – С. 455703.
4. Wang T., Wang Y., Fu Y. et al. A magnetic force microscopy study of the magnetic reversal of a single Fe nanowire // Nanotechnology. – 2009. – Т. 20. – №. 10. – С. 105707.
5. Samardak A. S., Ognev A. V., Samardak A. Yu. et al. Variation of magnetic anisotropy and temperature-dependent FORC probing of compositionally tuned Co-Ni alloy nanowires // Journal of Alloys and Compounds. – 2018. – Т. 732. – С. 683-693.
6. Samardak A.Y., Jeon Y.S., Samardak V.Yu. et al. Interwire and Intrawire Magnetostatic Interactions in Fe-Au Barcode Nanowires with Alternating Ferromagnetically Strong and Weak Segments // Small. – 2022. – Т. 18. – №. 47. – С. 2203555.

УДК 544.032.53

Влияние стехиометрического состава наностуктурированного сплава Nd-Fe-B на фазовый состав

Алисултанов М.Э.

аспирант, Российский химико-технологический университет имени Д. И. Менделеева

Абдурахмонов О.Э.

к.т.н., Ташкентский химико-технологический институт

Аннотация. *Разработан химический метод синтеза постоянных магнитов Nd-Fe-B с различным стехиометрическим составом. Были получены наноструктурированные порошки со следующим стехиометрическим составом: $Nd_{12}Fe_{84}B_6$, $Nd_{14}Fe_{80}B_6$, $Nd_{16}Fe_{76}B_8$ и $Nd_{16}Fe_{72}B_8$. Полученные образцы исследовались с помощью рентгенофазового анализа.*

Ключевые слова: *постоянные магниты, Nd-Fe-B, $Nd_2Fe_{14}B$, неодимовые магниты, магнитные наночастицы,наночастицы.*

The effect of the stoichiometric composition of the nanostructured Nd-Fe-B alloy on the phase composition

Alisultanov M.E.,

Postgraduate student, Dmitry Mendeleev University of Chemical Technology of Russia

Abdurakhmanov O.E.

Candidate of Technical Sciences, Tashkent Institute of Chemical Technology

Annotation. *A chemical method for the synthesis of Nd-Fe-B permanent magnets with different stoichiometric compositions has been developed. Nanostructured powders with the following stoichiometric composition were obtained: $Nd_{12}Fe_{84}B_6$, $Nd_{14}Fe_{80}B_6$, $Nd_{16}Fe_{76}B_8$ and $Nd_{16}Fe_{72}B_8$. The obtained samples were examined using X-ray phase analysis.*

Keywords: *permanent magnets, Nd-Fe-B, $Nd_2Fe_{14}B$, neodymium magnets, magnetic nanoparticles, nanoparticles.*

Редкоземельные магниты (РЗМ) были впервые представлены на рынке в 1960-х годах в виде сплавов самария и кобальта ($SmCo_5$, Sm_2Co_{17}), характеристики которых превосходили магнитные сплавы на основе альнико (Al-Ni-Co-Fe) и гексаферрита бария и стронция ($BaO{\bullet}6Fe_2O_3$, $SrO{\bullet}6Fe_2O_3$) [1].

Крупный технологический прорыв произошел в начале 1980-х годов с открытием постоянных магнитов на основе соединения неодим-железо-бор (Nd-Fe-B). Исследования по оптимизации магнитных свойств и разработке методов получения редкоземельных магнитов (РЗМ) на основе Nd-Fe-B активизировались с началом использования их в электромобилях, высокоэффективных ветрогенераторах и электродвигателях [2-3].

В данной работе представлен химический синтез магнитотвердого сплава системы Nd-Fe-B. Химический метод позволяет контролировать размер в диапазоне однодоменности для Nd-Fe-B 110-230 нм, благодаря чему можно добиться высоких магнитных характеристик за счет

наноструктурирования [4]. Из раствора солей, методом химического осаждения с последующим прокаливанием были получены наночастицы: Nd_2O_3, Fe_2O_3, Fe_3BO_6. Полученные порошки Nd_2O_3, Fe_2O_3, Fe_3BO_6 смешали в стехиометрическом соотношении: $Nd_{12}Fe_{84}B_6$, $Nd_{14}Fe_{80}B_6$, $Nd_{16}Fe_{76}B_8$ и $Nd_{16}Fe_{72}B_8$ [5-6]. После проводили двухстадийный восстановительно-диффузионный процесс с помощью H_2 при температуре 900 °C и на второй стадии восстановителем выступал CaH_2 в среде Ar при температуре 800 °C. Для удаления образовавшегося CaO проводили промывку раствором NH_4Cl в C_2H_5OH.

Известно, что коэрцитивная сила зависит от содержания фазы $Nd_2Fe_{14}B$, соответственно за счет увеличения содержания данной фазы можно повысить коэрцитивную силу наноструктурированного сплава Nd-Fe-B. Для этого были получены порошки наноструктурированного сплава Nd-Fe-B со следующим стехиометрическим составом: $Nd_{12}Fe_{84}B_6$, $Nd_{14}Fe_{80}B_6$, $Nd_{16}Fe_{76}B_8$ и $Nd_{16}Fe_{72}B_8$.

Порошок наноструктурированного сплава Nd-Fe-B со следующим стехиометрическим составом $Nd_{12}Fe_{84}B_6$ после процесса промывки, по данным РФА, состоит из смеси магнитотвердой фазы 76,1 % $Nd_2Fe_{14}B$ и магнитомягкой фазы 23,9 % α-Fe (рис. 1 а). По данным РФА порошок со стереохимическим составом $Nd_{14}Fe_{80}B_6$ состоит из двух фаз с содержанием: 91,1 % $Nd_2Fe_{14}B$ и 8,9 % α-Fe (рис. 1 б). В порошке со стехиометрическим составом $Nd_{16}Fe_{76}B_8$ по данным РФА не наблюдалось содержания магнитомягкой фазы α-Fe, он состоит из фазы $Nd_2Fe_{14}B$ (рис. 1 в). По данным РФА в порошке со стехиометрическим составом $Nd_{16}Fe_{72}B_8$, было обнаружено образование двух фаз с содержанием: 90,2 % $Nd_2Fe_{14}B$ и 9,8 % NdH_2 (рис. 1 г).

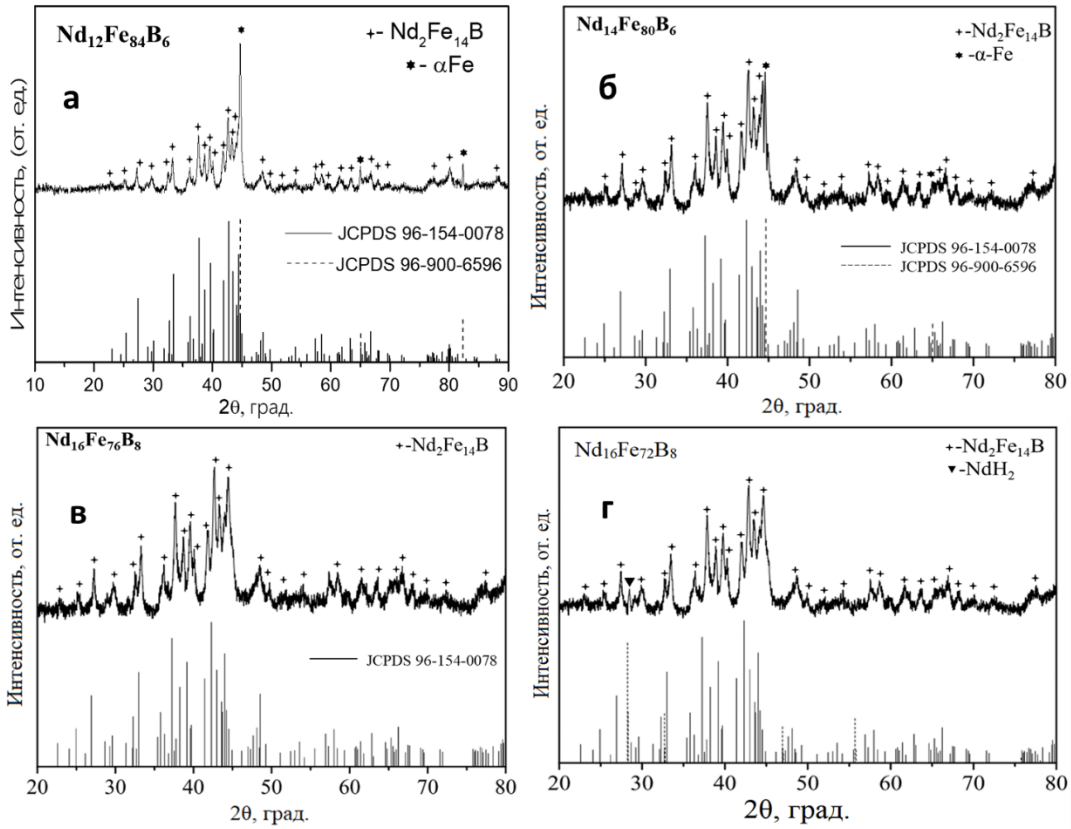


Рис. 1. Дифрактограммы порошков наночастиц а – $Nd_{12}Fe_{84}B_6$, б – $Nd_{14}Fe_{80}B_6$, в – $Nd_{16}Fe_{76}B_8$ и г – $Nd_{16}Fe_{72}B_8$

Установлено, что с увеличением содержания Nd и B в наноструктурированном сплаве со следующими стехиометрическими составами $Nd_{14}Fe_{80}B_6$ и $Nd_{16}Fe_{76}B_8$ наблюдается увеличение содержания магнитотвердой фазы $Nd_2Fe_{14}B$. Полученный

наноструктурированный сплав со стехиометрическим составом $Nd_{16}Fe_{76}B_8$ обладает оптимальными магнитными характеристиками Hc=8439 Э, Mr=78,01 А·м^2/кг соответственно.

Список использованной литературы:

1. Skomski R. Permanent Magnets: History, Current Research, and Outlook // Springer Series in Materials Science. 2016. P. 359-395.
2. Bonfante M. C. Achieving Sustainable Development Goals in rare earth magnets production: A review on state of the art and SWOT analysis // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2021. Vol. 137. P. 110616.
3. Абдурахмонов О.Э., Алисултанов М.Э., Вертаева Д.А., Шарапаев А.И., Мурадова А.Г. Химический метод синтеза нанопорошков $Nd_2Fe_{14}B$ // Химическая промышленность сегодня. 2022. Т. 1. С. 14-25.
4. Abdurakhmonov O.E., Alisultanov M.E., Yurtov E.V., Savchenko E.S., Savchenko A.G. Synthesis of nanopowders $Nd_2Fe_{14}B$ by chemical method // International Journal of Nanotechnology. 2024. Vol. 21. № 1/2. P. 3-16.
5. Abdurakhmonov O.E., Alisultanov M.E., Abdurakhmonov S.E., Muradova A. G. On the Synthesis of α-Fe_2O_3 Nanoparticles by the Method of Chemical Deposition to Obtain a Magnetically Hard Nd–Fe–B Alloy // Nanobiotechnology Reports. 2023. Vol. 18. № 2.
6. Abdurakhmonov O.E., Alisultanov M.E., Vertaeva D.A., Muradova A.G. The Effect of Annealing Temperature on Crystallization of Nd_2O_3 Nanoparticles Synthesized by the Deposition Method // Russian Journal of Inorganic Chemistry. 2022. Vol. 67. № 7. C. 1032-1038

УДК 538.955

Исследование упорядоченных конфигураций в сплавах MXенов, содержащих переходные металлы, в зависимости от состава

Замкова Н.Г.

д.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник Института физики СО РАН, ФИЦ “КНЦ СО РАН”

Жандун В.С.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник Института физики СО РАН, ФИЦ “КНЦ СО РАН”

Драганюк О.Н.

Младший научный сотрудник Института физики СО РАН, ФИЦ “КНЦ СО РАН”

Аннотация. *Двумерные карбиды и нитриды переходных металлов, известные как MXены, привлекают все большее внимание. В настоящее время около 20 из них синтезированы и изучается их применение в самых разных областях: от хранения энергии до медицинских приложений. Для облегчения поиска новых MXенов, содержащих ранние переходные металлы, в данной работе в рамках теории функционала плотности и метода кластерного разложения мы исследуем взаимосвязь структура-стабильность для ряда упорядоченных сплавов MXенов, а именно* $Cr_{1-x}Mn_x)_3C_2$, $(Ta_{1-x}Cr_x)_3C_2$, $(Ta_{1-x}Mn_x)_3C_2$, $(V_{1-x}Cr_x)_3C_2$ *с* $0 \le x \le 1$. *Используемый подход позволяет проанализировать энергии образования большого числа различных упорядоченных конфигураций и исследовать стабильность их предшественников MAX-фаз для выяснения возможности синтеза высокоупорядоченных MXенов.*

Ключевые слова: *MAX фазы, MXены, кластерное разложение, теория функционала плотности, 2D структуры, магнитные и электронные свойства*

Investigation of ordered configurations in transition metal MXene alloys depending on composition

Zamkova N.G.

Doctor of Science, Leading scientist, Institute of Physics SB RAS, Federal Research Center “KSC SB RAS”

Zhandun V.S.

PhD Sc., Senior Scientist, Institute of Physics SB RAS, Federal Research Center “KSC SB RAS”

Draganyuk O.N.

Junior Researcher, Institute of Physics SB RAS, Federal Research Center “KSC SB RAS”

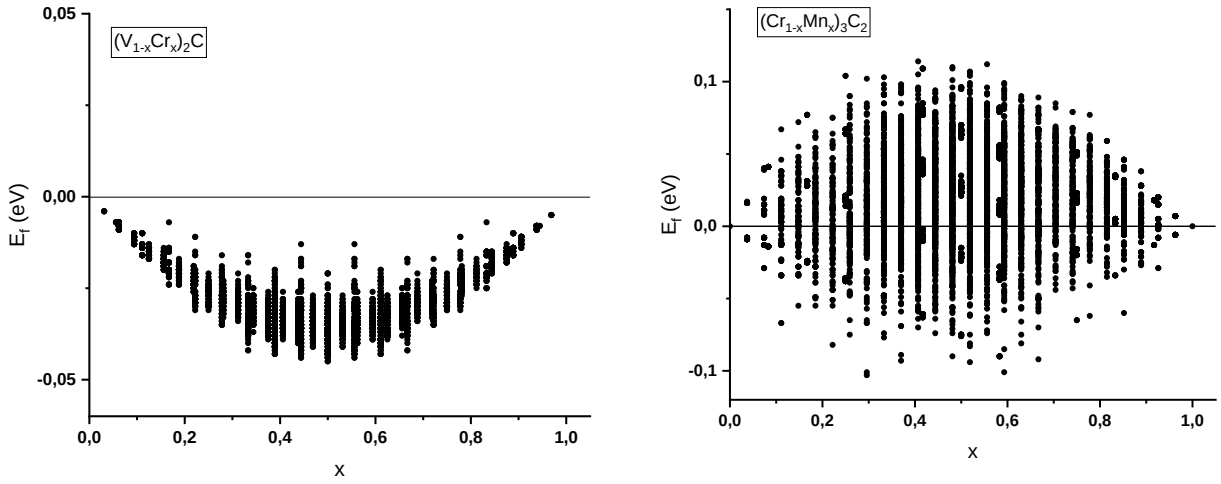
Annotation. *Two-dimensional transition metal carbides and nitrides, known as MXenes, are attracting increasing attention. Currently, about 20 of them have been synthesized and their use in a variety of areas, from energy storage to medical applications, is being studied. To facilitate the search for new MXenes with transition metals, in this work, within the framework of density functional theory and the cluster expansion method, we study the structure-stability relationship for a number of ordered MXene alloys, namely* (Cr_{1-}

$_x$Mn$_x$)$_3$C$_2$, (Ta$_{1-x}$ Cr$_x$)$_3$C$_2$, (Ta$_{1-x}$Mn$_x$)$_3$C$_2$, (V$_{1-x}$ Cr$_x$)$_3$C$_2$ with $0 \le x \le 1$. The approach used makes it possible to analyze the formation energies of a large number of different ordered configurations and study the stability of their MAX phase precursors to determine the possibility of synthesizing highly ordered MXenes.

Keywords: *MAX phases, MXenes, cluster decomposition, density functional theory, 2D structures, magnetic and electronic properties*

Двумерные (2D) материалы обладают интригующими свойствами, которые отличаются от их объемных аналогов. Недавнее открытие МХенов [1,2] создало еще один большой класс перспективных 2D-материалов. МХены представляют собой 2D-слоистые карбиды и/или нитриды переходных металлов, полученные в основном путем селективного травления слоев А-элемента (в основном групп от IIIA до IVA) из их исходных тройных карбидов и нитридов, называемых МАХ-фазами. Будучи проводящими, МХены широко изучаются для использования в качестве электродов в батареях и суперконденсаторы, для защиты от электромагнитных помех [3], в качестве электрокатализаторов для реакции выделения водорода [4], и в качестве топологических изоляторов [5]. Большое разнообразие химического состава МХенов обеспечивает большую универсальность с точки зрения дизайна свойств новых материалов. При легировании переходным металлом распределение легирующих элементов определяет его свойства и, в конечном итоге, эффективность МХенов в предполагаемом применении.

Одним из перспективных направлений является использование магнитных свойств и спиновых степеней свободы МХенов с переходным металлом для различных приложений. Первым шагом на пути к созданию новых магнитных сплавов МХенов является оценка относительной стабильности их различных структурных конфигураций. Несмотря на активное развитие направления, на сегодняшний день синтезировано мало МХенов с переходными или двойными переходными металлами, поскольку невозможно экспериментально перебрать и исследовать все возможные конфигурационные составы. В свою очередь расчеты из первых принципов могут использоваться для прогнозирования стабильности структур сплавов, которые еще не изучены и могут быть впоследствии синтезированы. В данной работе мы исследовали взаимосвязь структура-стабильность, чтобы дать представление о фазовой стабильности сплавов MXene различных составов и их оптимальных упорядоченных конфигурациях. В рамках теории функционала плотности и метода кластерного разложения [6-8] мы оценили относительную стабильность и магнитные и электронные свойства различных упорядоченных конфигураций для сплавов MXene, содержащих переходной (двойной переходной) металл: (*Cr$_{1-x}$Mn$_x$)$_3$C$_2$, (Ta$_{1-x}$ Cr$_x$)$_3$C$_2$, (Ta$_{1-x}$Mn$_x$)$_3$C$_2$, (V$_{1-x}$ Cr$_x$)$_3$C$_2$* с $0 \le x \le 1$. Результатом явилась диаграмма энергия-состав для каждого варианта легирования (Рисунок 1) для определения наиболее перспективных кандидатов. Для каждого варианта легирования мы рассмотрели влияние состава на степень и тип упорядочения, а также на магнитные и электронные свойства. На основе этих исследований мы обсуждаем возможности формирования упорядоченных сплавов MXene, которые еще предстоит синтезировать экспериментально. На Рисунке 1 приведены зависимости энергии образования (E_f) МХенов первого (($V_{1-x}Cr_x)_2C$) и второго (($Cr_{1-x}Mn_x)_3C_2$) порядков от концентрации x. Каждая точка представляет структуру, чья относительная стабильность соответствует энергии образования E_f. МХен первого порядка $(V_{1-x}Cr_x)_2C$ реализован экспериментально для концентраций хрома $x \approx 0.5$. Как видно из Рис.1а расчет относительной стабильности методом кластерного разложения соответствует экспериментальным данным. Для МХена второго порядка $(Cr_{1-x}Mn_x)_3C_2$ наш расчет также предсказывает существование ряда стабильных упорядоченных конфигураций в широком интервале концентраций марганца (Рис.1б).



а) б)

Рисунок 1. Зависимость энергии формирования сплавов МХенов от концентрации металлов для а) $(V_{1-x}Cr_x)_2C$ (б) $(Cr_{1-x}Mn_x)_3C_2$

Благодарности. Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-22-10020, https://rscf.ru/project/23-22-10020, Красноярского краевого фонда науки.

Список использованной литературы:

1. Naguib, M.; Mochalin, V. N.; Barsoum, M. W.; Gogotsi, Y. 25th Anniversary Article: MXenes: A New Family of Two-Dimensional Materials. Adv. Mater. 2014, 26, 992−1005.
2. Naguib, M.; Mashtalir, O.; Carle, J.; Presser, V.; Lu, J.; Hultman, L.; Gogotsi, Y.; Barsoum, M. W. Two-Dimensional Transition Metal Carbides. ACS Nano 2012, 6, 1322−1331.
3. Koo, C. M.; Gogotsi, Y. Electromagnetic Interference Shielding with 2D Transition Metal Carbides (MXenes). Science 2016, 353, 1137−1140.
4. Seh, Z. W.; Fredrickson, K. D.; Anasori, B.; Kibsgaard, J.; Strickler, A. L.; Lukatskaya, M. R.; Gogotsi, Y.; Jaramillo, T. F.; Vojvodic, A. Two- Dimensional Molybdenum Carbide (MXene) as an Efficient Electrocatalyst for Hydrogen Evolution. ACS Energy Lett. 2016, 1, 589−594.
5. Weng, H.; Ranjbar, A.; Liang, Y.; Song, Z.; Khazaei, M.; Yunoki, S.; Arai, M.; Kawazoe, Y.; Fang, Z.; Dai, X. Large-Gap Two-Dimensional Topological Insulator in Oxygen Functionalized MXene. Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys. 2015, 92, 075436.
6. Sanchez, J. M.; de Fontaine, D. The fcc Ising Model in the Cluster Variation Approximation. Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys. 1978, 17, 2926−2936.
7. Walle, A.; Ceder, G. Automating First-Principles Phase Diagram Calculations. J. Phase Equilib. 2002, 23, 348−359.
8. Connolly, J. W. D.; Williams, A. R. Density-Functional Theory Applied to Phase Transformations in Transition-Metal Alloys. Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys. 1983, 27, 5169.

УДК 548.3, 549.52

Анализ структурных превращений, происходящих на этапах синтеза каталитических наночастиц в порах силикагеля

Новакова А.А.
д. ф.-м. н., главный научный сотрудник кафедры физики твердого тела физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова

Чернавский П.А.
Д. х. н., профессор кафедры физической химии химического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова

Петровская Г.А.
к. ф.-м. н., научный сотрудник кафедры физики твердого тела физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова

Панфилов С.И.
магистрант кафедры физики твердого тела физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова

Аннотация. *Мессбауэровская спектроскопия – мощный инструмент в определении структурного и магнитного состояния железосодержащих фаз, формирующихся в изучаемых образцах. Этот метод является более чувствительным по сравнению с рентгендифракционным анализом при анализе формирования сложной структуры новых функциональных наноматериалов [ссылка на статью в Магнетохимии]. Метод позволяет определять размеры, а также магнитное, спиновое и валентное состояние наночастиц, что дает возможность объяснять магнитные свойства создаваемых материалов. В данной работе такие исследования были проведены для создаваемого нанокатализатора для нефтесинтеза.*

Ключевые слова: *наночастицы оксидов железа, силикагель, мессбауэровская спектроскопия, магнитные измерения.*

Novakova A. A.
Doctor of physical and mathematical Sciences, principal scientist of Solid State physics department of Faculty of Physics of M. V. Lomonosov State University

Chernavskiy P. A.
Doctor of chemical Sciences, Professor of the Department of Professor of Faculty of Chemistry of M. V. Lomonosov State University

Petrovskaya G. A.
Candidate of Physical and Mathematical Sciences, scientist of Solid State physics department of Faculty of Physics of M. V. Lomonosov State University

Panfilov S. I.
Postgraduate of Solid State physics department of Faculty of Physics of M. V. Lomonosov State University

Annotation. *Mossbauer spectroscopy is a powerful tool in identifying and quantifying the iron phases formed in the samples under investigation. This method is more sensitive than X-ray diffraction analysis in analyzing the formation of the complex structure of new functional nanomaterials [link to article in Magnetochemistry]. The method allows to determine the size as well as the magnetic, spin and valence states of nanoparticles, which makes it possible to explain the magnetic properties of the created materials. In this work, such studies were carried out for the created nanocatalyst for petroleum synthesis.*

Keywords: *iron oxides nanoparticles, silica gel, Mossbauer spectroscopy, magnetic measurements.*

Применение наночастиц в качестве катализаторов в процессах нефтесинтеза значительно более эффективно, чем применение их массивных аналогов. В настоящее время в нашей стране возникла острая необходимость создания отечественных нанокатализаторов. В нашей работе проводится неразрушающий структурный анализ образцов, полученных на разных стадиях предложенного синтеза: силикагель пропитывается раствором нитрата железа, затем на первом этапе прокаливается в атмосфере аргона, на втором добавляется глюкоза, на третьем этапе происходит прокаливание на воздухе. Для получившейся структуры создаются условия, при которых идет цепочка реакций превращения α-Fe_2O_3 → Fe_3O_4 → γ-Fe_2O_3. В работе использовались силикагели с порами размера: 10 нм; 15 нм; 30 нм.

Полученные образцы анализировались методами рентгендифракционного анализа на дифрактометре Empirian с вертикальным гониометром и мессбауэровской спектроскопии на установке МС-1104Em. Измерения магнитных превращений в зависимости от температуры нагрева проводились в режиме in situ на специально изготовленном приборе [2].

В работе исследованы последовательные фазовые преобразования, происходящие в порах силикагеля α-Fe_2O_3 → Fe_3O_4 → γ-Fe_2O_3. Методом рентгендифракционного анализа установлено, что в процессе роста наночастиц их максимальный размер определяется характерным размером пор силикагеля. При этом мессбауэровская спектроскопия показала наличие распределения по размерам частиц в пределах пор.

Анализ результатов показывает, что в порах силикагеля всех размеров образуются наночастицы катализатора γ-Fe_2O_3, и хотя на промежуточных этапах происходят процессы образования наночастиц различных окислов железа, но в конечном итоге образуются только наночастицы γ-Fe_2O_3.

Анализ полученных частиц по размерам показал, что в процессе синтеза частицы увеличиваются в размерах, но не превышают размеров пор. С увеличением размера пор увеличиваются распределение по размерам в полученных частицах γ-Fe_2O_3, что соответствует широкому диапазону времен релаксации магнитных моментов суперпарамагнитных частиц нанокатализатора, что приводит к особенностям на кривых намагниченности.

1. P. A. Chernavskiy, A. A. Novakova, G. V. Pankina, D. A. Pankratov, S. I. Panfilov, G. A. Petrovskaya. Synthesis and Characterization of Hematite, Magnetite and Maghemite Supported on Silica Gel // Magnetochemistry 2023, 9, 228.
2. P. A. Chernavskii, B. S. Lunin, R. A. Zakharyan, G. V. Pankina, N. S. Perov, Experimental setup for investigating topochemical transformations of ferromagnetic nanoparticles // Instr. Exp. Tech. 2022, 57, 78.

УДК 541.1

Возможности метода ультрамикроскопии для исследований физико-химических свойств магнитных наночастиц в жидких средах

Курьяков В.Н.

к.ф.-м.н., в.н.с. ИПНГ РАН

Аннотация. *Метод ультрамикроскопии, благодаря специальному освещению лазером, позволяет визуализировать нанообъекты в жидкости, наблюдать за их движением, подсчитать их. При этом сами нанообъекты не видны – наблюдается рассеяние на них лазерного излучения. Данный метод позволяет неинвазивно наблюдать за движением наночастиц в жидких средах (броуновским или под действием внешних сил/полей) и подсчитав их в единице объема жидкости, измерить их численную концентрацию. В данной работе представлены результаты исследований влияния ультразвукового диспергирования и магнитного поля на магнитные наночастиц в воде.*

Ключевые слова: *магнитные наночастицы, ультрамикроскопия, концентрация, ультразвуковое диспергирование*

Possibilities of the ultramicroscopy method for studying the physicochemical properties of magnetic nanoparticles in liquid media

Kuryakov V.N.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, Oil and Gas Research Institute of RAS

Annotation. *The ultramicroscopy method, thanks to special laser illumination, allows you to visualize nanoobjects in a liquid, observe their movement, and count them. In this case, the nanoobjects themselves are not visible – laser radiation is scattered on them. This method allows you to non-invasively observe the movement of nanoparticles in liquid media (Brownian or under the influence of external forces/fields) and, by counting them per unit volume of liquid, measure their numerical concentration. This paper presents the results of studies of the influence of ultrasonic dispersion and magnetic field on magnetic nanoparticles in water.*

Keywords: *magnetic nanoparticles, ultramicroscopy, concentration, ultrasonic dispersion*

Развитие нанотехнологий требует развития экспериментальных методов исследований объектов наномасштаба. В связи с этим появляются, как совсем новые методы исследований, так и модифицируются, с учетом развития технических средств, старые. Одним из таких экспериментальных методов является метод ультрамикроскопии. За разработку этого метода и исследования этим методом коллоидных систем Рихард Зигмонди был удостоен Нобелевской премии по химии в 1925 году. Однако только появление мощных персональных компьютеров, цифровых камер и лазеров позволило реализовать приборы на данном методе для рутинного использования. В методе ультрамикроскопии для освещения образца используется лазер, направленный под углом 90 градусов к оптической оси наблюдения. Наблюдение за образцом жидкости, при этом, происходит при помощи оптического микроскопа. Таким образом, при отсутствии частиц в жидкости в поле зрения микроскопа

будет темное поле – весь свет лазера пройдет мимо объектива микроскопа. Если в исследуемой жидкости есть частицы, то на них лазерное излучение будет рассеиваться (Рэлеевское рассеяние) и в поле зрения будут видны светящиеся точки – рассеяние от каждой частицы [1]. Характерный вид поля зрения ультрамикроскопа представлен на рис. 1. В сфокусированном луче лазера видны частицы, вне луча частиц не видно. Ограничений, связанных с дифракционным пределом здесь нет, поскольку, видны не сами частицы, а рассеяние от них.

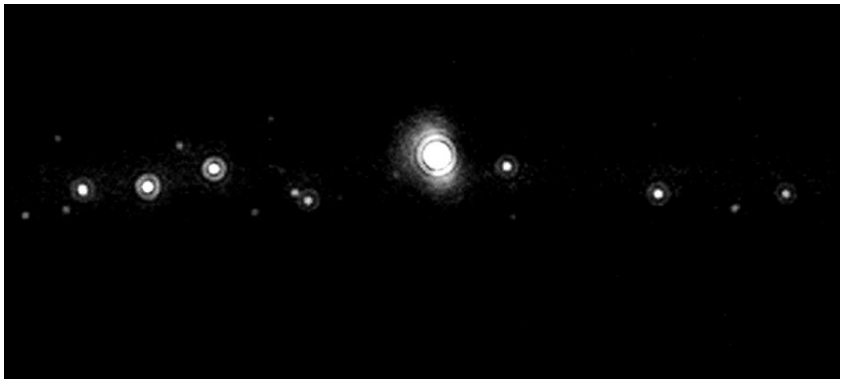


Рис. 1. Характерный вид поля зрения ультрамикроскопа при наблюдении наночастиц (R=55 нм) в воде

Благодаря возможности визуализации частиц таким способом становится возможным подсчитать их число в единице объема – измерить численную концентрацию, а также исследовать поведение частиц в реальном времени при воздействии на них различных физических полей, например, магнитного.

В работе представлены результаты исследований водных дисперсий магнитных наночастиц (коммерческих и синтезированных). Для исследованных образцов определена численная концентрация наночастиц в исходном образце и после ультразвукового (УЗ) диспергирования. Показано, что УЗ диспергирование приводит к повышению численной концентрации наночастиц в следствие разрушения кластеров.

Проведено исследование поведения магнитных наночастиц в постоянном магнитном поле. Показано, что не все наночастицы притягиваются магнитом к стенке кюветы. При этом если провести слив жидкости, содержащей не примагниченные частицы и залить чистую воду, перемешать такой образец без воздействия магнитного поля, то при повторении процедуры притягивания частиц магнитом к стенке кюветы, часть из них опять останется в объеме жидкости не примагниченная. Таким образом измерена зависимость числа частиц, которые остаются в растворе не притянутыми магнитом к стенке кюветы, от количества итераций смены растворителя на чистую воду.

Список использованной литературы:

1. Описание метода ультрамикроскопии: [сайт]. URL: http://npcounter.ru/ (дата обращения: 01.04.2024).

УДК 537.632

Спектральные свойства композитов на основе наночастиц оксида железа ε-Fe_2O_3 и силикогеля/ксерогеля SiO_2.

Пястолова Ю.В.

к.ф.-м. н., научный сотрудник ИФ им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Дубровский А.А.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ИФ им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Томилин Ф.Н.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ИФ им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Кириллов В.Л.

ведущий инженер ФИЦ ИК им. Г.К. Борескова

Балаев Д.А.

д.ф.-м. н., директор ИФ им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Мартьянов О.Н.

д. х. н., зам. дир. ФИЦ ИК им. Г.К. Борескова

Аннотация. *Спектральные исследования являются универсальным инструментом для исследования наноструктур в ИК диапазоне спектра. Серьезную роль при исследовании наноструктур играют размерные и поверхностные эффекты, т.е. размеры и поверхность частиц значительным образом влияют на оптические и спектроскопические свойства наноструктур. Также важно взаимодействие наночастиц со средой, в которую они иммобилизированы. В данной работе проведены исследования межатомных связей и колебаний атомов в композитных материалах из оксида железа ε-Fe_2O_3 и силикогеля/ксерогеля SiO_2 методом ИК-спектроскопии и расчётов методом функционала плотности (DFT).*

Ключевые слова: наноструктуры, ε-Fe_2O_3, размерные эффекты, ИК-спектроскопия, расчёт методом функционала плотности

Influence of nanostructure parameters on optical and magneto-optical spectra

Pyastolova Yu.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher of Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

Dubrovskiy A.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

Tomilin F.N.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

Kirillov V.L.

Lead engineer of Federal Research Center Boreskov Institute of Catalysis

Balaev D.A.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Director of Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

Martyanov O.N.

Doctor of Chemical Sciences, Deputy Director of Federal Research Center Boreskov Institute of Catalysis

Annotation. *Spectral studies are a universal tool for studying nanostructures in the IR spectral range. Size and surface effects play a major role in the study of nanostructures, i.e. The size and surface of particles significantly influence the optical and spectroscopic properties of nanostructures. The interaction of nanoparticles with the medium in which they are immobilized is also important. In this work, interatomic bonds and atomic vibrations in composite materials of iron oxide ε-Fe_2O_3 and silica gel/xerogel SiO_2 were studied using IR spectroscopy and density functional theory (DFT) calculations.*

Keywords: *nanostructures, ε-Fe_2O_3, size effects, IR spectroscopy, density functional theory*

Эпсилон-фаза (ε-Fe_2O_3) представляет собой метастабильную фазу оксида железа (III), промежуточную между маггемитом и гематитом, обладает орторомбической нецентросимметричной структурой с пространственной группой $Pna2_1$ в области комнатной температуры и является единственным полиморфом оксида железа (III), в котором ионы железа занимают четыре неэквивалентных кристаллографические позиции [1-5].

Исследование спектроскопических свойств ε-Fe_2O_3 в диапазоне частот между терагерцовыми и миллиметровыми волнами в перспективе является интересным направлением исследования данного полиморфа. Еще одним будущим направлением является исследование ε-Fe_2O_3 для новой методологии оптомагнитной записи. Поскольку ε-Fe_2O_3 позиционируется как материал для магнитных записей и высокочастотных поглотителей миллиметровых волн, добавление характеристики поглощения миллиметровых волн к технологии магнитной записи может расширить возможности применения данной фазы оксида железа. Также для магнитооптической записи может быть полезен наблюдающийся в данном материале магнитооптический переход [3].

Ранее были изготовлены образцы, содержащие полиморф ε-Fe_2O_3 в двух типах матрицы: силикогеля SiO_2 [4] и ксерогеля SiO_2 [5]. Для проверки наличия химической связи между оксидом железа и оксидом кремния, а также для выявления разницы в связях между ε-Fe_2O_3 и SiO_2 в виде силикогеля и ксерогеля, в данной работе были сделаны измерения колебательных спектров двух серий образцов. Первая серия, представляющая образцы наночастиц оксида железа, помещенных в матрицу ксерогеля SiO_2 (обозначена как FX) содержит четыре образца: 5FX, 10 FX, 20FX и 33FX. Цифры показывают, сколько массовых долей ε-Fe_2O_3 содержит данный образец. Вторая серия состоит из четырех образцов, в которых наночастицы оксида железа находятся в матрице силикогеля SiO_2 (обозначена как FS): 0.5 FS; 3 FS; 6 FS и 12 FS, цифры также указывают на массовую долю оксида железа в каждом образце. Кроме того, в качестве некоего ориентира был исследован образец чистого ε-Fe_2O_3, не содержащегося в матрице SiO_2. Также все образцы отличаются распределением наночастиц по размерам: чем выше массовая доля оксида железа в образце, тем больше средний размер частиц ε-Fe_2O_3, содержащихся в данном образце.

Для выявления структурных особенностей состояния высокодисперсного ε-Fe_2O_3 в матрице ксерогеля и силикогеля SiO_2, применен метод инфракрасной спектроскопии с

преобразованием Фурье (FT-IR). Полученные образцы исследовались с помощью вакуумного Фурье-спектрометра VERTEX 80V (BRUKER) в средней ИК области 380–4000 $см^{-1}$. Для расчёта ИК-спектра структуры ε-Fe_2O_3 было использовано моделирование теории функционала $см^{-1}$плотности с использованием кода CRYSTAL 17. В этих рамках в расчётах был использован гибридный функционал B3LYP из-за его высокой точности при описании структурных, электронных и колебательных свойств кристаллических и молекулярных материалов. На рис.1 представлены ИК спектры ε-Fe_2O_3 в матрице силикогеля (FS) и ксерогеля (FX) SiO_2 при комнатной температуре.

Частоты колебаний связей Si-O и Fe-O в оксидных соединениях различаются незначительно, а также они изменяются от условий синтеза. Связи Si–O являются сильными имея ковалентный характер в области частот деформационных колебаний 460-430 $см^{-1}$ и валентных колебаний 1100-900. Для большой совокупности кремниевых соединений, независимо от того содержатся ли в них другие ионы, характеристические частоты сохраняют постоянство.

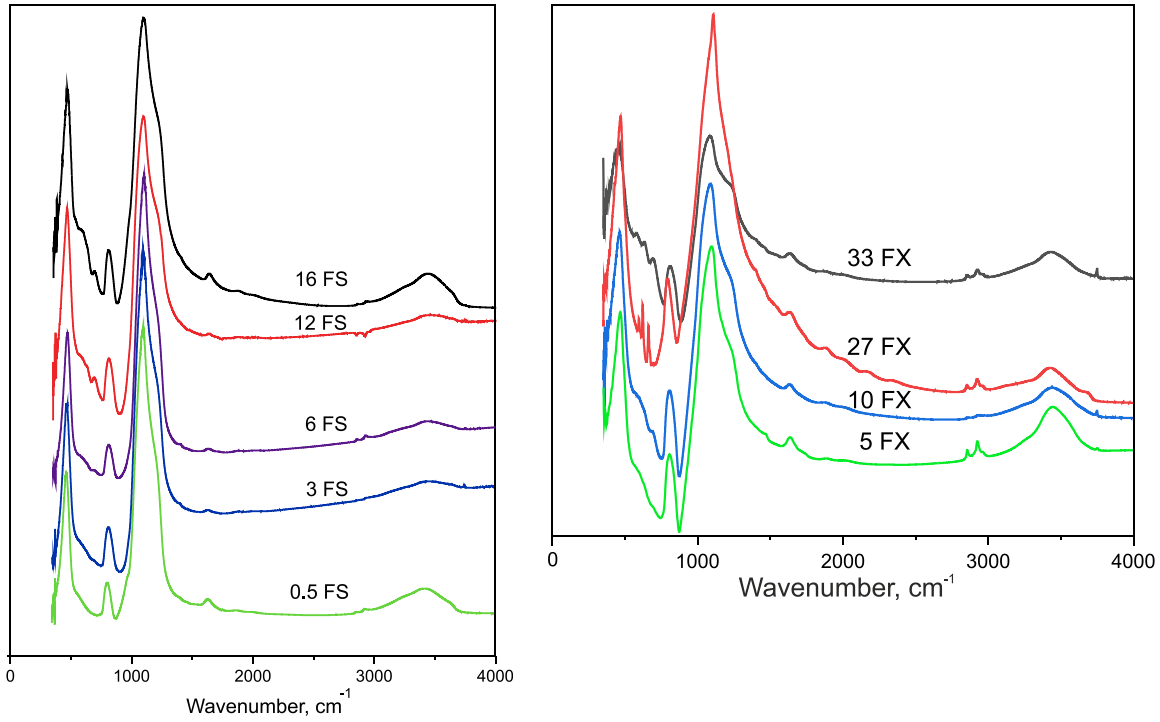


Рис. 1. Спектры инфракрасного поглощения ε-Fe_2O_3 в матрице силикогеля (FS) и ксерогеля (FX) SiO_2 при комнатной температуре.

В исследуемых образцах наблюдаются следующие колебания: 454 $см^{-1}$ δ(O–Si–O); 587 $см^{-1}$ *δ* (Fe3-O-Fe4) (маятниковые и ножничные); 629 $см^{-1}$ *ν* (Fe2-O) (симметричные); 689 $см^{-1}$ *ν* (Fe1-O) (симметричные); 810 $см^{-1}$ ν_s(O–Si–O);1049, 1080 ν_{as}(O–Si–O) широкая полоса; 1633 $см^{-1}$ δ(O–H, H–O–H) поверхностные; 3434 $см^{-1}$ ν (H–O–H). Несмотря на то, что спектр с оптимизированной структурой все же имеет смещение в длинноволновую область, замечено, что экспериментальный спектр и теоретический хорошо согласуются в пределах спектральной области 550-800 $см^{-1}$.

Спектры исследуемых образцов имеют отличия в области колебания связей Si–O. В образцах, содержащих оксид железа в матрице ксерогеля, колебания связей Fe – O имеет меньшую интенсивность, чем для образцов с матрицей из силикогеля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках исследовательского проекта № 24-12-20011

Список использованной литературы:

1. J. Tuček, R. Zbořil, A. Namai, S. Ohkoshi, Chem. Mater. – 2010. – No. 22. – p. 6483.
2. Yu. V. Knyazev, A. I. Chumakov, A. A. Dubrovskiy, S. V. Semenov, I. Sergueev, S. S. Yakushkin, V. L. Kirillov, O. N. Martyanov and D. A. Balaev, Nuclear forward scattering application to the spiral magnetic structure study in ε-Fe_2O_3. // Physical Review B. – 2020. – 101. – 094408.
3. S. Ohkoshi, A. Namai, T. Yamaoka, M. Yoshikiyo, K. Imoto,T. Nasu, S. Anan, Y. Umeta, K. Nakagawa, H. Tokoro. //Sci. Rep. – 2016. – 6. – 27212.
4. S. S. Yakushkin, D. A. Balaev, A. A. Dubrovskiy, S. V. Semenov, Yu.V. Knyazev, O.A. Bayukov, V.L. Kirillov, R.D. Ivantsov, I.S. Edelman, O. N. Martyanov // Ceramics International. – 2018. – 44(15). – 17852-17857.
5. S. S. Yakushkin, D. A. Balaev, A. A. Dubrovskiy, S. V. Semenov, K. A. Shaikhutdinov, M. A. Kazakova, G. A. Bukhtiyarova, O. N. Martyanov, O. A. Bayukov. //J. Supercond. Nov. Magn. – 2018. – 31. – 1209.

УДК 537.632

Эволюция фазового состава и магнитных свойств композита на основе наночастиц ε-Fe_2O_3, иммобилизированных в ксерогель SiO_2, при увеличении концентрации оксида железа и магнитные свойства наночастиц ε-Fe_2O_3, извлеченных из композита ε-Fe_2O_3/ксерогель

Дубровский А.А.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ИФ им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Семёнов С.В.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ИФ им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Князев Ю.В.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ИФ им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Кириллов В.Л.

ведущий инженер ФИЦ ИК им. Г.К. Борескова

Балаев Д.А.

д.ф.-м. н., директор ИФ им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Мартьянов О.Н.

д. х. н., зам. дир. ФИЦ ИК им. Г.К. Борескова

Аннотация. *ε-Fe_2O_3 является достаточно редкой полиморфной модификацией оксида железа и существует только в виде наночастиц. Как и во всех наноструктурах, поверхностные и размерные эффекты играют важную роль в проявляемых магнитных свойствах. В данной работе мы исследовали эволюцию фазового состава и магнитных свойств композита на основе наночастиц ε-Fe_2O_3, иммобилизированных в ксерогель SiO_2, при увеличении концентрации оксида железа и сопутствующего данному увеличению роста размеров наночастиц оксида железа, а также магнитные свойства наночастиц ε-Fe_2O_3, извлеченных из композита ε-Fe_2O_3/ксерогель.*

Ключевые слова: *наночастицы, размерные эффекты, поверхностные эффекты, ε-Fe_2O_3*

Evolution of the phase composition and magnetic properties of a composite based on ε-Fe_2O_3 nanoparticles immobilized in SiO_2 xerogel with increasing iron oxide concentration and magnetic properties of ε-Fe_2O_3 nanoparticles extracted from the ε-Fe_2O_3/xerogel composite

Dubrovskiy A.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

Semenov S.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

Knyazev Yu.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of Kirensky Institute

of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

Kirillov V.L.

Lead engineer of Federal Research Center Boreskov Institute of Catalysis

Balaev D.A.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Director of Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

Martyanov O.N.

Doctor of Chemical Sciences, Deputy Director of Federal Research Center Boreskov Institute of Catalysis

Annotation. *ε-Fe_2O_3 is a rather rare polymorphic modification of iron oxide and exists only in the form of nanoparticles. As with all nanostructures, surface and size effects play important roles in the exhibited magnetic properties. In this work, we investigated the evolution of the phase composition and magnetic properties of a composite based on ε-Fe_2O_3 nanoparticles immobilized in SiO_2 xerogel with an increase in the concentration of iron oxide and the accompanying increase in the size of iron oxide nanoparticles, as well as the magnetic properties of ε-Fe_2O_3 nanoparticles extracted from ε-Fe_2O_3/xerogel composite*

Keywords: *nanoparticles, size effects, surface effects, ε-Fe_2O_3*

Оксид железа ε-Fe_2O_3 привлекает внимание исследователей из-за своей магнитокристаллической анизотропии, которая отличает его от других полиморфов и приводит к гигантскому коэрцитивному полю, составляющим 25 кЭ при комнатной температуре. Это самое большое значение среди магнитов на основе оксидов металлов [1–3].

Ранее были изготовлены образцы, содержащие полиморф ε-Fe_2O_3 в матрице ксерогеля SiO_2 [4]. Данная серия, представляющая образцы наночастиц оксида железа, помещенных в матрицу ксерогеля SiO_2 (обозначена как FX) содержит четыре образца: 5FX, 10 FX, 20FX и 33FX. Цифры показывают, сколько массовых долей ε-Fe_2O_3 содержится в матрице ксерогеля. Кроме того, в качестве некоего ориентира был исследован образец чистого ε-Fe_2O_3, не содержащегося в матрице SiO_2. Также все исследуемые материалы отличаются распределением наночастиц по размерам: чем выше массовая доля оксида железа в образце, тем больше средний размер частиц ε-Fe_2O_3, содержащихся в данном объекте [4].

На рис.1 представлены зависимости намагниченности исследуемых образцов от магнитного поля при температуре T = 4 K. Величина намагниченности нормирована на массу оксида ε-Fe_2O_3, содержащегося в исследуемом композите. Видно, что максимальная величина намагниченности тем больше, чем меньше размер частиц. Это объясняется тем, что малые частицы остаются незаблокированными, т.е. находятся в суперпарамагнитном состоянии. Одновременно с этим эффектом мы можем наблюдать увеличение коэрцитивной силы при переходе от образца с меньшим содержанием частиц (и с меньшими размерами частиц!) к композиту с большим содержанием ε-Fe_2O_3. Это объясняется ростом размера частиц, которые остаются однодоменными. Данный эффект известен в системе ε-Fe_2O_3 достаточно давно [1-4].

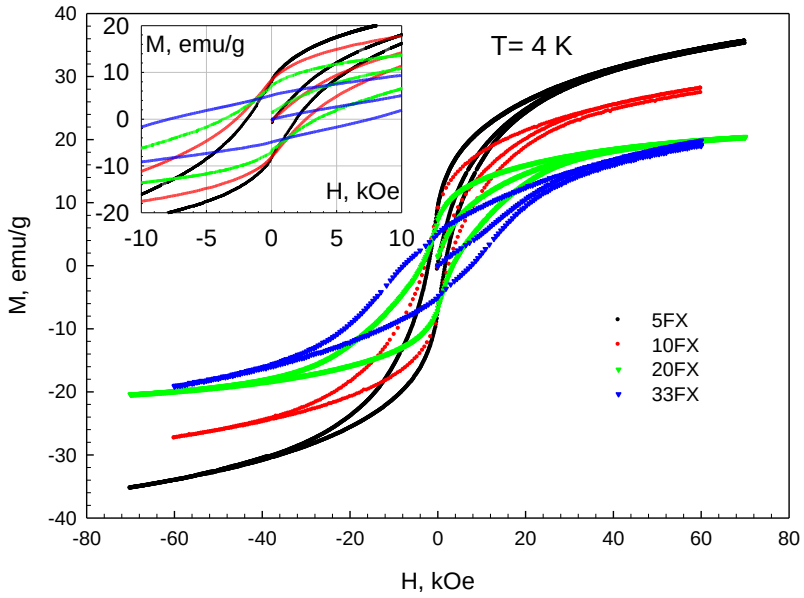


Рис. 1. Зависимости намагниченности серии образцов от приложенного магнитного поля, измеренные при температуре T = 4 K. На вставке: увеличенный участок петель в области малых полей.

На рис. 2 приведены зависимости реальной части магнитной восприимчивости исследуемых образцов при частоте f = 1 kHz от температуры. Видно, что максимальная величина восприимчивости также хорошо коррелирует с размерами частиц. Также видно, что в объектах, где содержание малых частиц достаточно велико (5FX, 10 FX и 20 FX), хорошо прописывается «горб» в районе температуры T = 40 K. Данный максимум показывает блокировку малых частиц. Для образцов, где средний размер частиц смещён в область больших размеров («чистый» и 33FX), такого максимума не наблюдается. «Чистый» образец – это 20FX, где частицы ε-Fe_2O_3 вытравлены из матрицы ксерогеля, при данной процедуре малые частицы также теряются, остаются только наибольшие по размерам.

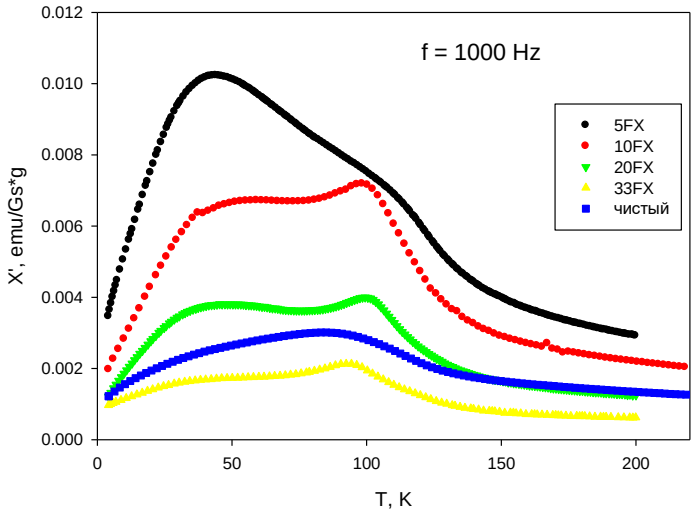


Рис. 2. Зависимости реальной части магнитной восприимчивости исследуемых образцов при частоте f = 1 kHz от температуры.

Второй максимум соответствует известному фазовому переходу полиморфа ε-Fe_2O_3, наблюдающемуся в диапазоне температур T = 80 ÷ 150 K. Видно, что образец 5FX наименее выражено демонстрирует данный переход, что указывает на большее влияние на его свойства малых частиц.

В заключение можно отметить, что распределение частиц по концентрациям в исследуемых материалах ε-Fe_2O_3/ксерогель приводит к сильной разнице в распределении наночастиц по размерам, а, следовательно, к возможности управления размерными эффектами путем контроля количества наночастиц в образце.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках исследовательского проекта № 24-12-20011.

Список использованной литературы:

1. S. Ohkoshi, A. Namai, T. Yamaoka, M. Yoshikiyo, K. Imoto,T. Nasu, S. Anan, Y. Umeta, K. Nakagawa, H. Tokoro. Sci. Rep. – 2016. – 6. – 27212.
2. J. Jin, S. Ohkoshi, K. Hashimoto, Adv. Mater. – 2004. – 16. – 48.
3. S. Ohkoshi, S. Sakurai, J.Jin, K. Hashimoto, J. Appl. Phys. 2005, 97, 10K312. Lima, E., Tanaka, T., Toyoda, I., Progress In Electromagnetics Research M. – 2018. – Vol. 75. – 141–148.
4. S. S. Yakushkin, D. A. Balaev, A. A. Dubrovskiy, S. V. Semenov, Yu.V. Knyazev, O.A. Bayukov, V.L. Kirillov, R.D. Ivantsov, I.S. Edelman, O. N. Martyanov, Ceramics International. – 2018. – 44(15). – 17852-17857.

УДК 537.636 + 546.72 + 54.05

Гибридные магнитные полимер–неорганические нанокомпозиты

Макарова Л.А.

к.ф.-м. н., кафедра магнетизма физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Перов Н.С.

д.ф.-м.н., профессор кафедры магнетизма физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Спиридонов В.В.

к.х.н., доцент кафедры наноэлектроники химического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Ярославов А.А.

д.х.н., чл.-корр. РАН, профессор кафедры наноэлектроники химического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *Гибридные магнитные полимер-неорганические нанокомпозиты были синтезированы на основе природного и синтетического полиэлектролитов. Характерные размеры структурных элементов нанокомпозитов не превышают 300 нм, и каждый них содержит 30-50 наночастиц маггемита. В синтезируемых нанокомпозитах магнитные наночастицы образуют узлы между полимерными цепями. Разные по длине полиакрилатные цепи по-разному участвуют во взаимодействии с наночастицами маггемита, локально формируя области с наночастицами, обладающие различными свойствами. Исследования нанокомпозитов проводились методами ИК-спектроскопии, динамического рассеяния света, вибрационной магнитометрии. Предлагаемые нанокомпозиты биосовместимы и*

перспективны для использования в медицине и биологии, в частности, для магнитной гипертермии.

Ключевые слова: *полимерные нанокомпозиты, магнитные наночастицы, маггемит, полианины, полиакрилат*

Hybrid magnetic polymer-inorganic nanocomposites

Makarova L.A.,

PhD, Physical Faculty, Lomonosov MSU

Perov N.S.,

Dr.Sc., Professor, Physical Faculty, Lomonosov MSU

Spiridonov V.V.,

PhD, Associate Professor, Chemical Faculty, Lomonosov MSU

Yaroslavov A.A.

Dr.Sc., Cor. Member of RAS, Professor, Chemical Faculty, Lomonosov MSU

Annotation. *Hybrid magnetic polymer-inorganic nanocomposites were synthesised on the basis of natural and synthetic polyelectrolytes. The characteristic sizes of the structural elements of the nanocomposites do not exceed 300 nm, and each nanocomposite contains 30-50 maghemite nanoparticles. In the synthesised nanocomposites, magnetic nanoparticles form nodes between polymer chains. Different lengths of polyacrylate chains participate differently in the interaction with the maghemite nanoparticles, locally forming regions with nanoparticles having different properties. The nanocomposites were investigated by IR spectroscopy, dynamic light scattering, and vibrational magnetometry. The proposed nanocomposites are biocompatible and promising for use in medicine and biology, in particular, for magnetic hyperthermia.*

Keywords: *polymer nanocomposites, magnetic nanoparticles, maghemite, polyanines, polyacrylate*

В работе были получены нанокомпозиты на основе полианионов и наночастиц, обладающих ярко выраженными магнитными свойствами. В качестве полианионов были выбраны природный и синтетический полиэлектролиты, характеризующиеся биосовместимостью и не являющиеся токсичными. Поэтому получаемый в итоге магнитный нанокомпозиционный материал является нетоксичным, а также биосовместимым. Это открывает перспективу биомедицинского применения получаемых нанокомпозитов [1].

Синтез композиционного материала на основе природного и синтетического полиэлектролитов проводился при комнатной температуре следующим образом: к раствору, содержащему природный полиэлектролит, добавляли соль Мора, восстановитель и гидроксид натрия. После появления тёмно-коричневой окраски реакционной смеси приливали раствора, содержащий синтетический полиэлектролит. Полученную смесь интенсивно перемешивали. В результате были получены хорошо растворимые в водной среде волокна красно-коричневого цвета. Методом лазерного микроэлектрофореза были измерены ζ-потенциалы частиц образцов. Все полученные соединения характеризуются ярко выраженными отрицательными значениями электрофоретической подвижности, что свидетельствует о практически неограниченной диспергируемости полученных нанокомпозитов.

Характер взаимодействия полианионов с поверхностью наночастиц, образующихся в процессе синтеза нанокомпозитов определяли, используя метод ИК-спектроскопии. Установлено, что присутствие наночастиц в нанокомпозитах нарушает систему водородных связей в полимерной матрице; функциональные группы полианионов образуют электростатические (через карбоксильные группы в составе) и координационные (через

гликозидные и гидроксильные группы) связи с ионами Fe3+ на поверхности наночастиц магнитной фазы.

Методом динамического рассеяния света были изучены гидродинамические характеристики индивидуальных частиц нанокомпозитов, полученных в ходе синтеза. Исследования методом динамического рассеяния света были проведены как в водном, так и водно-солевом (физиологическом) растворах. Установлено, что полученные нанокомпозиты характеризуются размерами структурных элементов (гидродинамическими диаметрами), не превышающими 300 нм в водной среде, и незначительным уменьшением размеров, не влияющим на коллоидную устойчивость, в физиологической среде.

Магнитные свойства нанокомпозитов были исследованы с помощью вибрационного магнитометра LakeShore 7400 при комнатной температуре в диапазоне полей до 16 кЭ. Было обнаружено, что магнитные свойства меняются в зависимости от концентрации наночастиц маггемита, что зависит от соотношения ионов железа в карбоксильной группе в составе полиэлектролитов. Заметное влияние на магнитные свойства оказывали длина цепи добавляемого полиакрилата и массовое соотношение между альгинатом и полиакрилатом. На Рисунке ниже представлены петли гистерезиса для композитов с различной длиной цепи полиакрилата (ПА). Различие в магнитных свойствах объясняется количеством образуемых кластеров наночастиц при использовании различных полимерных цепей. А именно, разные по длине полиакрилаты по-разному участвуют во взаимодействии с наночастицами. До определенных значений уменьшение длины цепи приводит к тому, что магнитные наночастицы собираются в кластеры с более плотной упаковкой.

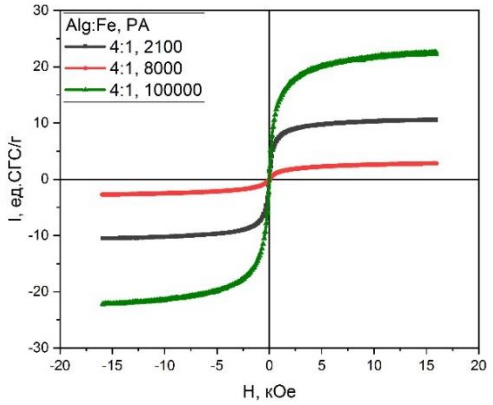


Рис.1 Зависимость удельной намагниченности от магнитного поля для нанокомпозитов с различной длиной цепи полиакрилата.

Как уже отмечалось, полученные магнитные нанокомпозиты являются биосовместимыми, их раствор может быть использован для исследования их нагрева в переменном магнитном поле для применения в магнитной гипертермии.

Список использованной литературы:

1. V. V. Spiridonov, I. G. Panova, L. A. Makarova et al.// Carbohydrate Polymers. — 2017. — Vol. 177. — P. 269–274.

УДК 538.9

Магнитные свойства нанокомпозитов типа ядро@оболочка на основе карбидов и оксидов железа, синтезированных золь-гель методом

Старчиков С.С.

к.ф.-м.н., Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Заяханов В.А.

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Линь Ч.-Р.

Факультет прикладной физики, Национальный университет Пиндун

Любутин И.С.

д.ф.-м.н., профессор, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Аннотация. *Предложен новый одностадийный безводный золь-гель метод синтеза нанокомпозитов ядро@оболочка на основе карбидов и оксидов железа. Изучены фазовый состав, структура и магнитные свойства полученных продуктов. По данным мёсссбауэровской спектроскопии построена массовая диаграмма фаз, содержащих железо. Установлено, что при температуре синтеза T_{syn} = 1000°C образуются нанокомпозиты ядро@оболочка $Fe_3C@Fe_2O_3@C$, $Fe_3C@C$, $Fe_2O_3@C$, а также сферические частицы и пластинки графита. Для наночастиц оксидов железа рассчитан параметр $\alpha = KV/k_BT$, где K – константа магнитной анизотропии, V – объем наночастицы, k_B – постоянная Больцмана, T-температура. Температурная зависимость намагниченности M(T) образца, синтезированного при T_{syn} = 1000°C, имеет специфический характер, где наблюдаются три резких спада при температурах, близких к точке Нееля/Кюри, для объемных Fe_3C, Fe_3O_4 и α-Fe. Такое своеобразное поведение намагниченности представляется важным, поскольку может найти применение в технике.*

Ключевые слова: *наноструктуры, нанокомпозиты, ядро@оболочка, карбиды железа, оксиды железа, мёссбауэровская спектроскопия.*

Magnetic properties of the iron carbide and oxide core@shell nanocomposites synthesized by sol-gel method

Starchikov S.S.

Ph.D., A.V. Shubnikov Institute of crystallography of Kurchatov Complex of Crystallography and photonics, NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

Zayakhanov V.A.

A.V. Shubnikov Institute of crystallography of Kurchatov Complex of Crystallography and photonics, NRC “Kurchatov Institute” Moscow, Russia

Lin Chun-Rong

Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung City, Taiwan

Lyubutin I.S.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, A.V. Shubnikov Institute of crystallography of Kurchatov Complex of Crystallography and photonics, NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

Annotation. *A new one-stage anhydrous sol-gel method for the synthesis of core@shell nanocomposites based on iron carbide and oxide is proposed. The phase composition, structure and magnetic properties of the obtained products were studied. The mass diagram of iron-containing phases was constructed from Mössbauer spectroscopy data. It was found that at the synthesis temperature T_{syn} = 1000°C core@shell nanocompostites $Fe_3C@Fe_2O_3@C$, $Fe_3C@C$, $Fe_2O_3@C$ as well as spherical graphite particles and plates were formed. The parameter $\alpha = KV/k_BT$ was calculated for iron oxide nanoparticles, where K is the magnetic anisotropy constant, V is the volume of the nanoparticle, k_B is the Boltzmann constant, and T is the temperature. The M(T) curve of the sample synthesized at T_{syn} = 1000°C has a specific character - there are three sharp drops at temperatures close to the Néel/Curie point for bulk Fe_3C, Fe_3O_4, and α-Fe. Such peculiar behavior of magnetization seems to be important, since it can find application in technology.*

Keywords: *nanostructures, nanocomposites, core@shell, iron carbides, iron oxides, Mössbauer spectroscopy*

Магнитные наноматериалы на основе карбидов железа в углеродных оболочках рассматриваются как перспективные магнитоуправляемые платформы для биомедицинских применений в адресной доставке лекарств, гипертермии, в качестве контрастных агентов для МРТ [1]. Одним из возможных методов простого и экономичного синтеза таких нанокомпозитов является метод золь-гель [2]. Отметим, что в научной литературе редко встречается золь-гель синтез наночастиц карбидов железа и обсуждаются их магнитные свойства.

В работе изучены структура и магнитные свойства наночастиц карбида железа Fe_3C синтезированные новым одностадийным безводным золь-гель методом. Характеризация образцов проводилась с помощью рентгенофазового анализа, электронной микроскопии (включая методы TEM/STEM/ED/EDX), рамановской и мессбауэровской спектроскопии, магнитометрии. TEM/STEM/ED/EDX исследования показали наличие 4х типов наночастиц в образце, синтезированном при 1000°C. Это сферические частицы типа ядро-оболочка $Fe_3C@Fe_2O_3@C$ (Рис.1), $Fe_3C@C$, $Fe_2O_3@C$, а также сферические частицы и пластинки графита. По данным мёсссбауэровской спектроскопии построена массовая диаграмма фаз, содержащих железо.

Используя модель многоуровневой суперпарамагнитной релаксации, для наночастиц оксидов железа рассчитан параметр $\alpha = KV/k_BT$, где K – константа магнитной анизотропии, V – объем наночастицы, k_B – постоянная Больцмана, T – температура. Кривые намагниченности всех образцов имеют характерный для ферромагнетиков гистерезис. Значения намагниченности насыщения образцов находятся в диапазоне 20 – 68 эме/г.

Обнаружено аномальное поведение намагниченности наночастиц при нагреве до 1000°C в атмосфере аргона. Температурная зависимость намагниченности M(T) этого образца имеет специфический характер – наблюдаются три резких спада при температурах, близких к точке Нееля/Кюри, для объемных Fe_3C, Fe_3O_4 и α-Fe (Рис. 2). Проведенное исследование показало, что это поведение связано с каскадом химических превращений в исследуемом образце [3]. Такое своеобразное поведение намагниченности представляется важным, поскольку может найти применение в технике.

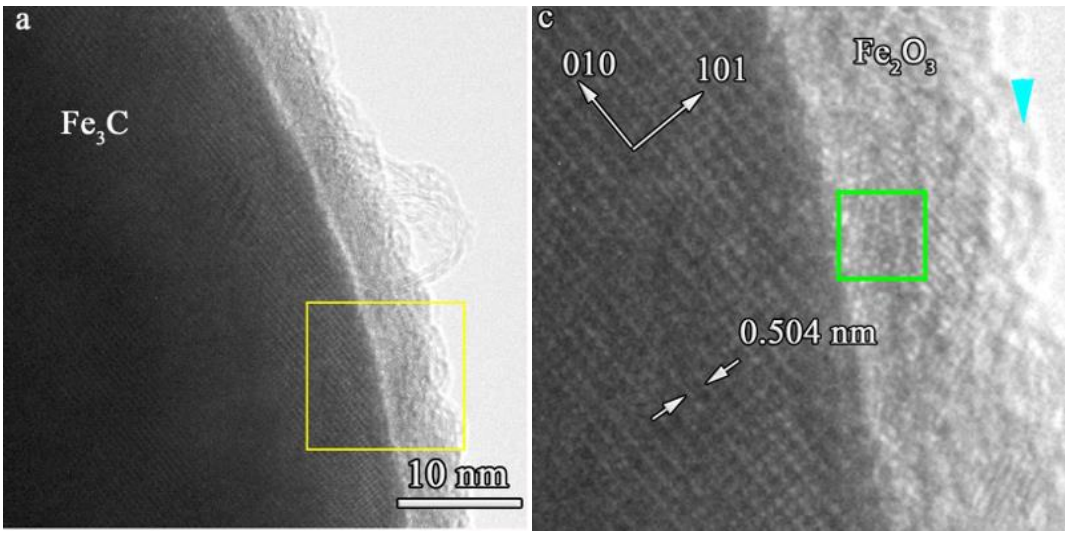


Рис. 1. (a) HR TEM-изображение увеличенной области частицы $Fe_3C@Fe_2O_3@C$ в образце. Область, отмеченная желтым квадратом, показана на (c); область зеленого квадрата соответствует Fe_2O_3 и использовалась для анализа кристаллической структуры. Синяя стрелка указывает на предполагаемую углеродную оболочку.

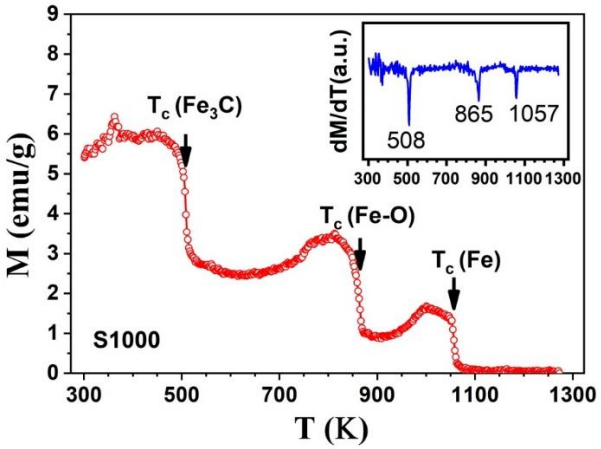


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности (кривая M-T) для образца S1000. На вставке показана первая производная кривой M-T (кривая dM/dT) с минимальным значением, которое определяется как температура магнитного перехода.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт»

Список использованной литературы:

1. Yu J. et.al. Iron Carbide Nanoparticles: An Innovative Nanoplatform for Biomedical Applications // Nanoscale Horizons. – 2017. – Т.2. – № 2. – С.81-88.
2. Esposito S. “Traditional” Sol-Gel Chemistry as a Powerful Tool for the Preparation of Supported Metal and Metal Oxide Catalysts // Materials. – 2019. – Т.12. – № 4. – С. 668
3. Zayakhanov V.A., Starchikov S.S., M.V. Lyubutina et al. Phase composition, structural and magnetic properties of core-shell nanoparticles based on iron carbide Fe_3C synthesized by the sol-gel method // Journal of Alloys and Compounds. – 2024. – Т.976. – С.172965.

УДК 537.622.4

Синтез и магнитное поведение массивов Ni нанопроволок типа «медуза» - эксперимент и моделирование

Самардак А.Ю.

к.ф.-м. н., старший преподаватель департамента общей и экспериментальной физики ИНТиПМ ДВФУ

Собиров М.И.

инженер-исследователь лаборатории плёночных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Рогачёв К.А.

инженер-исследователь лаборатории плёночных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Шишелов А.Ф.

инженер-исследователь лаборатории плёночных технологий ИНТиПМ ДВФУ

Огнев А.В.

д. ф.-м. н, профессор департамента общей и экспериментальной физики ИНТиПМ ДВФУ
проректор СахГУ

Самардак А.С.

д. ф.-м. н., профессор департамента общей и экспериментальной физики ИНТиПМ ДВФУ
и.о. ректора СахГУ

Аннотация. *Ферромагнитные наноструктуры с нетривиальной геометрией зачастую обладают уникальным магнитным поведением, определяемым сильной анизотропией формы. В одномерных наноструктурах она определяет существование ярко выраженной одноосной анизотропии, а манипуляции с формой одномерного объекта приводят к образованию необычных микромагнитных конфигураций, интересных как с фундаментальной точки зрения, так и в плане применения таких структур на практике. В данной работе мы представляем синтез Ni нанопроволок типа «медуза» на основе двухслойных пористых матриц оксида алюминия, а также приводим детальное исследование их морфологии, магнитных и структурных свойств. С использованием микромагнитного моделирования, построенного на основе полученных эмпирических данных, мы приводим результаты исследования доменной структуры и процессов перемагничивания таких нанообъектов, определяющих их потенциальное применение в качестве элементов памяти и компьютерной логики нового поколения.*

Ключевые слова: *наноструктуры, нанопроволоки, FORC-метод, микромагнитное моделирование*

Synthesis and magnetic behavior of jellyfish-like Ni nanowire arrays - experiment and simulation

Samardak A.Yu.

Candidate of physical and mathematical Sciences, Senior lecturer of Department of General and Experimental Physics, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Sobirov M.I.

Research Engineer, Laboratory of Thin Film Technologies, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Rogachev K.A.

Research Engineer, Laboratory of Thin Film Technologies, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Shishelov A.F.

Research Engineer, Laboratory of Film Technologies, IHTaAM, Far Eastern Federal University

Ognev A.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor of Department of General and Experimental Physics, IHTaAM, Far Eastern Federal University, Vice-Rector, SSU

Samardak A.S.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor of Department of General and Experimental Physics, IHTaAM, Far Eastern Federal University, Acting Rector, SSU

Annotation. *Ferromagnetic nanostructures with nontrivial geometry often exhibit unique magnetic behavior determined by strong shape anisotropy. In one-dimensional nanostructures, it determines the existence of pronounced uniaxial anisotropy, and manipulations with the shape of a one-dimensional object lead to the formation of unusual micromagnetic configurations, interesting both from a fundamental point of view and in terms of the practical application of such structures. In this work, we present the synthesis of jellyfish-type Ni nanowires based on bilayer porous alumina templates, and provide a detailed study of their morphology, magnetic and structural properties. Using micromagnetic simulations based on the obtained empirical data, we present the results of a study of the domain structure and magnetization reversal processes of such nanoobjects, which determine their potential use as memory elements and computer logic of a new generation.*

Keywords: *nanostructures, nanowires, FORC-method, micromagnetic simulations*

При уменьшении структур до масштаба, сравнимого с атомными размерами, квантовые и поверхностные эффекты оказывают всё большее влияние на их свойства, причем характер таких эффектов напрямую зависит от пространственной кривизны объекта. В магнитных наноструктурах зависимость свойств от их геометрии проявляется в особенной степени из-за сильной анизотропии формы, которая усиливается на наноуровне. Как результат, сильная одноосная магнитная анизотропия часто определяет магнитное поведение таких наноструктур, что приводит к образованию уникальных микромагнитных конфигураций и необычной динамике их переключения. Благодаря созданию и исследованию объектов с нетривиальной формой возможно обнаружение эффектов, обуславливающее их потенциальное применение в качестве носителей информации высокой плотности [1] и агентов адресной доставки лекарств и гипотермии [2]. На данный момент существует множество способов синтеза магнитных нанообъектов различной формы, но наиболее эффективными и экономически целесообразными являются методы одновременного создания массивов наноструктур путём их самосборки в благоприятных условиях. Одним из таких методов является электроосаждение ферромагнитного материала в пористые матрицы оксида алюминия, которые позволяют синтезировать одномерные нанообъекты различной формы – от цилиндрических нанопроволок [3] до геликоидально закрученных нанопружин [4].

Эта работа является развитием идей, направленных на синтез массивов ферромагнитных наноструктур нетривиальной формы с использованием нанопористых матриц анодного оксида алюминия с модифицированными конфигурациями пор. [5, 6]. В рамках исследования мы представляем метод синтеза двухслойных нанопористых матриц анодного оксида алюминия со сквозными каналами разных диаметров в соответствующих слоях и создание на их основе массивов Ni нанопроволок типа «медуза», состоящих из «головы» большого диаметра, соединенной с «ножками» меньшего диаметра. Изображение растровой электронной микроскопии таких ферромагнитных структур представлено на рис. 1. Для исследования зависимости свойств таких нанопроволок от их формы образцы с разным диаметром «ног» комплексно исследовались для получения информации об их морфологии, структуре и магнитных свойствах. На основе полученных экспериментальных данных была построена микромагнитная модель, в хорошей степени описывающая исследуемую систему, которая позволила исследовать доменную структуру и процессы перемагничивания, в том числе генерацию доменных стенок на интерфейсе между «головой» и «ножками» и их движение с использованием спин-поляризованного тока, что открывает возможности для использования ферромагнитных нанопроволок типа «медуза» в качестве носителей информации и элементов памяти на беговых дорожках.

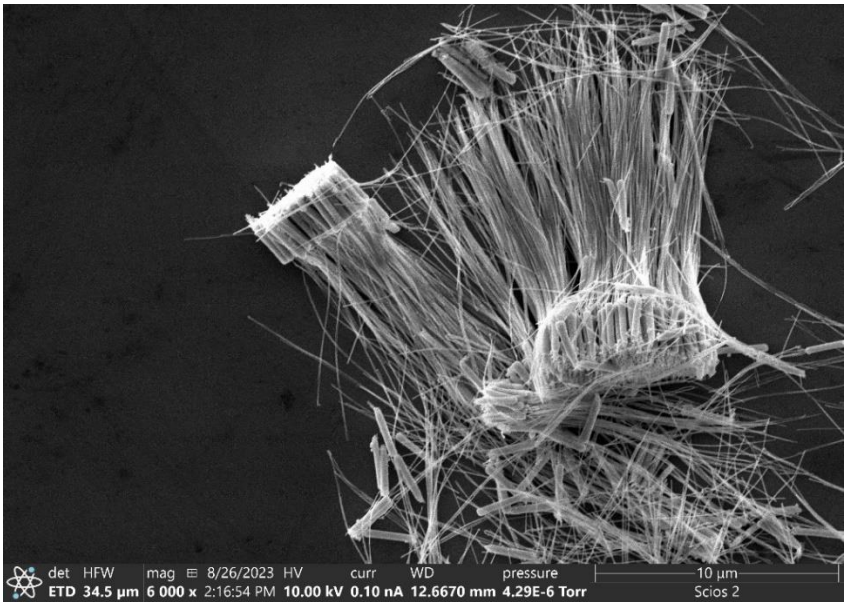


Рис 1. Изображение растровой электронной микроскопии Ni нанопроволок типа «медуза», вытравленных из пористой матрицы оксида алюминия

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки России по государственному заданию (проект № FZNS-2023-0012).

Список использованной литературы:

1. Moreno J. A., Bran C., Vazquez M., Kosel J. Cylindrical Magnetic Nanowires Applications // IEEE Transactions on Magnetics. – 2021. – Т. 57, № 4.
2. Mukhtar A., Wu K., Cao X., Gu l. Magnetic nanowires in biomedical applications // Nanotechnology. – 2020. – Т. 31, № 43. – С. 433001.
3. Yoon J., Moon J. H., Chung J., Kim Y. J., Kim K., Kang H. S., Jeon Y. S., Oh E., Lee S. H., Han K., Lee D., Lee C.-H., Kim Y. K., Lee D. Exploring the Magnetic Properties of Individual Barcode Nanowires using Wide-Field Diamond Microscopy (Small 40/2023) // Small. – 2023. – Т. 19, № 40. – С. 2370329.

4. Nam D. Y., Samardak A. Y., Jeon Y. S., Kim S. H., Davydenko A. V., Ognev A. V., Samardak A. S., Kim Y. K. Magnetization reversal of ferromagnetic nanosprings affected by helical shape // Nanoscale. – 2018. – Т. 10, № 43. – С. 20405-20413.
5. Bran C., Fernandez-Roldan J. A., Moreno J. A., Fraile Rodríguez A., del Real R. P., Asenjo A., Saugar E., Marqués-Marchán J., Mohammed H., Foerster M., Aballe L., Kosel J., Vazquez M., Chubykalo-Fesenko O. Domain wall propagation and pinning induced by current pulses in cylindrical modulated nanowires // Nanoscale. – 2023. – Т. 15, № 18. – С. 8387-8394.
6. Zankowski S. P., Chaykina D., Vereecken P. M. Interconnected Ni nanowires integrated with Li_xMnO_2 as fast charging and high volumetric capacity cathodes for Li-ion batteries // Journal of Materials Chemistry A. – 2020. – Т. 8, № 28. – С. 14178-14189.

УДК 537.632

Синтез и исследование магнитных и магниторезистивных свойств нанопроволок FeNi

Дрягина А.Е.

инженер-исследователь, УрФУ, ИЕНиМ

Горьковенко А.Н.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, УрФУ, ИЕНиМ

Кулеш Н.А.

к.ф.-м.н.

Кудюков Е.В.

к.ф.-м.н., младший научный сотрудник, УрФУ, ИЕНиМ

Юшков А.А.

научный сотрудник, УрФУ, ИЕНиМ

Васьковский В.О.

д.ф.-м.н., заведующий кафедрой, УрФУ, ИЕНиМ

Аннотация. *Работа посвящена исследованию морфологии, структуры, магнитных и магниторезистивных свойств нанопроволок в матрицах оксида алюминия. Изготовление нанопроволок включает в себя все этапы начиная с изготовления оксидных матриц. Показано, что нанопроволоки являются поликристаллическими. Все типы образцов обладают эффектом магнитосопротивления.*

Ключевые слова: *нанопроволоки, анодирование, электроосаждение, магнитосопротивление, магнитные свойства*

Synthesis and investigation of magnetic and magnetoresistive properties of FeNi nanowires

Dryagina A.E.

Research Engineer, Ural Federal University named after The First President of Russia, Boris Yeltsin

Gorkovenko A.N.

Ph.D., Research Associate, Ural Federal University named after The First President of Russia, Boris Yeltsin

Kulesh N.A.

Ph.D.

Kudukov E.V.

Ph.D., Associate Researcher, Ural Federal University named after The First President of Russia, Boris Yeltsin

Yushkov A.A.

Associate Researcher, Ural Federal University named after The First President of Russia, Boris Yeltsin

Vas'kovsky V.O.

Doctor of Ph.D., Head of the Department, Ural Federal University named after The First President of Russia, Boris Yeltsin

Annotation. *The work is devoted to the study of the morphology, structure, magnetic and magnetoresistive properties of nanowires in aluminum oxide matrices. The manufacture of nanowires includes all stages, starting with the manufacture of oxide matrices. It is shown that nanowires are polycrystalline. All types of samples have a magnetoresistance effect.*

Keywords: *nanowires, anodization, electrodepotion, magnetoresistence, magnetic properties*

Наноструктурированные системы являются актуальной темой исследования в области физики магнитных явлений. В частности, большой интерес представляют наноматериалы с анизотропией формы, например, нанопроволоки [1]. Они уже зарекомендовали себя в разных областях науки и техники в качестве сенсоров и датчиков, сред для записи информации, устройств для нейроморфных вычислений, устройств спинтроники и др. [2, 3]. Одним из наиболее перспективных методов исследования и влияния на магнитное состояние нанопроволок является пропускание через них электрического тока, что обуславливает интерес к возможности создания надежного электрического контакта на торцевых поверхностях массивов нанопроволок. Данная работа направлена на исследование морфологии, структуры, магнитных и магнитнорезистивных свойств массивов нанопроволок FeNi, к которым возможно подведение электрического контакта с обоих торцевых поверхностей.

Синтез магнитных нанопроволок выполнялся путем электролитического осаждения материала в пористые шаблоны оксида алюминия [4]. Наряду с относительной простотой, данная методика позволяет получать высокоупорядоченные массивы нанопроволок, расположенных перпендикулярно поверхности подложки. В качестве основы для синтеза матриц использовались фольги высокочистого алюминия толщиной ~ 1 мм. Анодирование фольг выполнялось в два этапа в водном растворе щавелевой кислоты (3 М) при комнатной температуре. Наличие двух этапов необходимо для получение более упорядоченного оксидного слоя [4]. В конце второго этапа анодирования производилось истончение барьерного слоя методом ступенчатого понижения тока и напряжения до достижения напряжения 6–7 В и 0,5 В для образцов типа А и Б, соответственно. Затем на образцах типа А в водном растворе хлорида меди и соляной кислоты удалялся слой металлического алюминия. После этого на оксидную матрицу с помощью магнетронного распыления наносился слой меди, который использовался в качестве электрода для последующего осаждения нанопроволок [5]. Образцы типа Б выдерживались в водном растворе 5 % ортофосфорной кислоты для удаления барьерного слоя на дне пор.

Заполнение готовых матриц оксида алюминия типа А и Б производилось методом электролитическое осаждение FeNi (20/80) из водного раствора сульфата железа и сульфата никеля с добавлением борной кислоты при комнатной температуре. Электрический контакт на верхней стороне массивов нанопроволок обеспечивался путем переполнения пор медью, осажденной из водного раствора сульфата меди. Поскольку образцы типа Б не требуют удаления

металлического алюминия и осаждения дополнительного слоя меди, они являются более привлекательными с технологической точки зрения и представляют наибольший исследовательский интерес.

Морфология и структура образцов исследовалась при помощи просвечивающего электронного микроскопа JEOL-2100. Магнитные свойства полученных массивов нанопроволок были исследованы с помощью вибрационного магнетометра LakeShore 7407 при комнатной температуре, в диапазоне полей ±10 кЭ. Магниторезистивные свойства исследовались на оригинальной установке в диапазоне полей ±8 кЭ.

Средний диаметр нанопроволок типа А составил 56 нм, типа Б – 63 нм, длина нанопроволок обоих типов в среднем была ~ 10 мкм. Диаметр нанопроволок отличался в связи с более длительной выдержкой образца типа Б в ортофосфорной кислоте для удаления барьерного слоя. Исследование структуры показало, что образцы обоих типов являются поликристаллическими и не имеют выраженной текстуры, обладают как относительно крупными монокристаллическими зернами (~ 60–100 нм), так более мелкими кристаллитами.

Измерения магнитных гистерезисных свойств показали наличие ярко выраженной оси легкого намагничивания соответствующей оси массива нанопроволок для всех типов образцов, что соответствует теории [6].

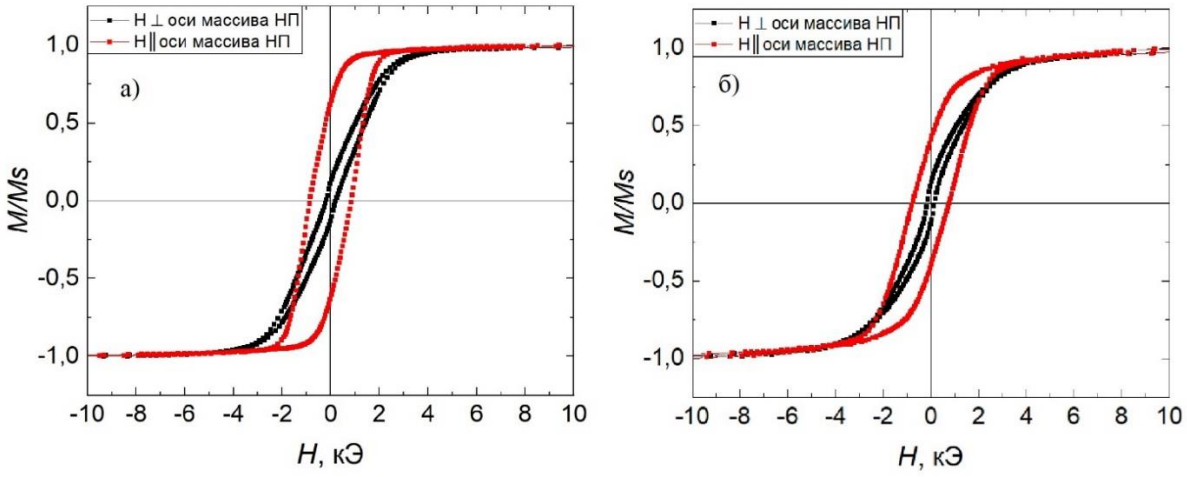


Рис. 1. Петли гистерезиса для двух типов образцов, измеренные перпендикулярно (черная линия) и параллельно (красная линия) оси массива нанопроволок: а) нанопроволоки с прямым контактом с медью; б) нанопроволоки с прямым контактом с алюминием.

Измерение магниторезистивных свойств показало наличие эффекта магнитосопротивления при приложении внешнего магнитного поля перпендикулярно оси массива нанопроволок. При приложении поля параллельно оси массива нанопроволок изменение сопротивления было близким к нулю, что соответствует данным в литературе [7]. Эффект магнитосопротивления составил: 2,09 % и 1,24 % для образцов типа А и Б, соответственно (рис. 2).

Таким образом, в работе были исследованы морфология, структура и магнитные свойства полученных образцов двух типов: с удалением металлического алюминия и барьерного слоев с использованием проводящего слоя меди и без растворения металлического алюминия. Структурные исследования показали, что полученные образцы являются поликристаллическими.

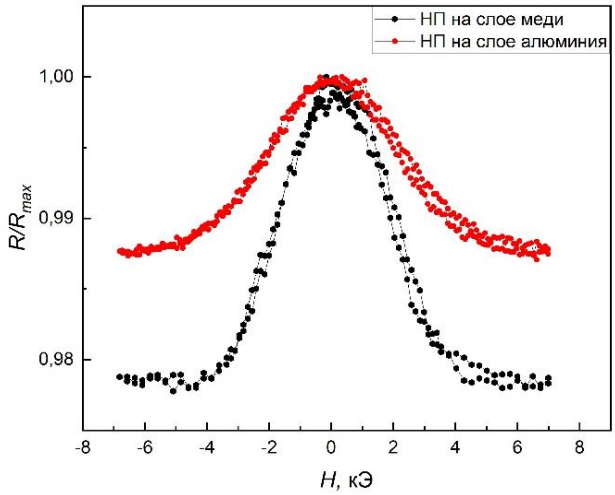


Рис. 2. Зависимость электрического сопротивления от внешнего поля приложенного перпендикулярно оси массива нанопроволок для двух типов образцов: с прямым контактом с медью (черные точки) и с прямым контактом с алюминием (красные точки).

Все образцы обладают выраженной осью легкого намагничивания вдоль направления оси нанопроволок. Некоторые различия в величине эффекта магнитосопротивления массивов нанопроволок типа А и Б, а также детальный анализ особенностей их перемагничивания позволяет сделать предположение о том, что в образцах типа Б присутствует фаза с ориентацией намагниченности перпендикулярно оси нанопроволок. Возможной причиной ее возникновения может быть длительная выдержка в ортофосфорной кислоте, которая кроме удаления барьерного слоя приводит к увеличению диаметра пор, в результате чего отдельные поры в области барьерного слоя могли объединиться. Однако данное предположение требует дополнительного исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Программы развития Уральского федерального университета имени первого Президента России Б. Н. Ельцина в соответствии с программой стратегического академического лидерства "Приоритет-2030".

Список использованных источников:

1. Fernández-Roldán J. A. Micromagnetism of cylindrical nanowires with compositional and geometric modulations, 2019. – 162 p.
2. Zhu, R. et al. Online dynamical learning and sequence memory with neuromorphic nanowire networks. //Nat. Commun. – 2023. – Т. 14. – №. 1. – С. 6697.
3. Mourachkine A. et al. Template nanowires for spintronics applications: nanomagnet microwave resonators functioning in zero applied magnetic field //Nano letters. – 2008. – Т. 8. – №. 11. – С. 3683-3687.
4. Lee W. et. al. Porous anodic aluminum oxide: anodization and templated synthesis of functional nanostructures //Chemical reviews. – 2014. – Т. 114. – №. 15. – С. 7487-7556.
5. Doludenko I. M. et al. Electrical properties arrays of intersecting of nanowires obtained in the pores of track membranes //Materials Chemistry and Physics. – 2022. – Т. 287. – С. 126285
6. Sun L. et al. Tuning the properties of magnetic nanowires //IBM Journal of Research and Development. – 2005. – Т. 49. – №. 1. – С. 79-102.
7. Ohgai T. et al. Electrochemical synthesis and magnetoresistance properties of Ni, Co and Co/Cu nanowires in a nanoporous anodic oxide layer on metallic aluminium //Journal of Materials Chemistry. – 2003. – Т. 13. – №. 10. – С. 2530-2534.

УДК 537.622.4

Массивы нанопроволок из металлов группы железа – получение, структура, магнитные свойства и возможные применения

Загорский Д.Л.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт

Долуденко И.М.

к.т.н., научный сотрудник лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Чигарев С.Г.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник лаборатории источников электромагнитного излучения Фрязинского филиала ИРЭ РАН

Хайретдинова Д.Р.

аспирант кафедры технологии материалов электроники НИТУ МИСИС

инженер лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Панина Л.В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры технологии материалов электроники НИТУ МИСИС

Фролов К.В.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник лаборатории материалов с сильными электронными корреляциями экстремального состояния вещества ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Перунов И.В.

младший научный сотрудник лаборатории материалов с сильными электронными корреляциями ЭСВ ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Панов Д.В.

младший научный сотрудник лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Фомин Л.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник лаборатории физики полупроводниковых наноструктур ИПТМ РАН

Бедин С.А.

к.ф.-м.н., инженер лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур ИК им. А.В. Шубникова КККиФ НИЦ «Курчатовский институт»

Аннотация. *В работе обсуждаются особенности матричного синтеза нанопроволок (НП) из металлов группы железа с точки зрения возможности управления их свойствами. Метод позволяет получать как гомогенные, так и слоевые НП различного состава, включая сплавы из двух и трех металлов. Электронная микроскопия и рентгеновский анализ позволяют провести всесторонние структурные исследования и определить связь структуры и*

элементного состава с условиями роста. Исследования магнитные свойств методами вибрационной магнитометрии, Мёссбауэровской спектроскопии и зондовой микроскопии выявили зависимость характерных магнитных параметров от состава, геометрии НП, плотности пор, а также от соотношения толщин ферромагнитных и немагнитных слоёв (в слоевых НП). Для массивов слоевых НП с гетеропереходами между двумя магнитными материалами показана возможность генерации ТГц излучения при пропускании тока. Обсуждается возможность применения полученных массивов НП в качестве поверхностей для катализа, эмиттеров молекул. Рассмотрены способы применения полученных фрагментов НП (калиброванных наночастиц) для медицинских целей – вскрытия капсул с лекарствами и гипертермии.

Ключевые слова: *нанопроволоки, матричный синтез, структура, катализ, эмиссия, адресная доставка лекарств, гипертермия, генерация ТГц-излучения, радиационная модификация*

Arrays of nanowires of iron group metals - fabrication, structure, magnetic properties, and possible applications

Zagorskiy D.L.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher of laboratory of the growth of thin films and inorganic nanostructures of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC «Kurchatov Institute»

Doludenko I.M.

Candidate of Technical Sciences, Researcher of laboratory of the growth of thin films and inorganic nanostructures of A.V. Shubnikov Inst. of Crystallography, KCC&F, NRC «Kurchatov Institute»

Chigarev S.G.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher of laboratory of electromagnetic radiation sources, KIREE (Fryazino branch) RAS

Khairetdinova D.R.

Postgraduate student of Department of Electronic Materials Technology, NUST MISIS

engineer of laboratory of the growth of thin films and inorganic nanostructures of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC «Kurchatov Institute»

Panina L.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of Department of Electronic Materials Technology, NUST MISIS

Frolov K.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher of laboratory of materials with strong electronic correlations of the extreme state of matter of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC «Kurchatov Institute»

Perunov I.V.

Junior Researcher of laboratory of materials with strong electronic correlations of the extreme state of matter of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC «Kurchatov Institute»

Panov D.V.

Junior Researcher of laboratory of the growth of thin films and inorganic nanostructures of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC «Kurchatov Institute»

Fomin L.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of laboratory of physics of

semiconductor nanostructures, IMTHPM RAS

Bedin S.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Engineer of laboratory of the growth of thin films and inorganic nanostructures of A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&F, NRC «Kurchatov Institute»

Annotation. *The paper discusses the features of matrix synthesis of nanowires (NWs) from iron group metals in terms of controlling their properties. The method allows for the production of both homogeneous and layered NWs of various compositions, including alloys of two and three metals. Electron microscopy and X-ray analysis enable comprehensive structural studies and determine the relationship between structure and elemental composition with growth conditions. Magnetic property studies using vibrational magnetometry, Mössbauer spectroscopy, and atomic force microscopy revealed the dependence of characteristic magnetic parameters on the composition, NW geometry, pore density, as well as the ratio of thicknesses of ferromagnetic and non-magnetic layers (in layered NWs). For arrays of layered NWs with heterojunctions between two magnetic materials, the possibility of generating terahertz radiation during current passage is demonstrated. The potential application of the obtained NW arrays as catalytic surfaces and molecular emitters is discussed. The methods for using the obtained NW fragments (calibrated nanoparticles) for medical purposes – drug capsule opening and hyperthermia are considered.*

Keywords: *nanowires, matrix synthesis, structure, catalysis, emission, drug delivery, hyperthermia, THz-irradiation, radiation modification*

Введение

Нанопроволоки (1D- материалы) из ферромагнитных металлов являются объектами, интересными как с научной точки зрения (наноразмерный магнетизм), так и в плане практического применения (микромагниты, сенсоры, элементы микроэлектроники, биометки) [1]. В силу этого они в последние 20–25 лет являются объектом пристального изучения. Возможность регулирования геометрии и состава таких структур даёт возможность изменения их свойств в широких пределах. Вместе с тем, ряд потенциальных применений, заявленных уже давно, до сих пор не реализованы. Одной из причин этого является недостаточная изученность их параметров и возможностей управления свойствами. В лаборатории роста тонких пленок и неорганических структур института Кристаллографии проводятся исследования различных типов НП в традиционной последовательности «синтез-структура-свойства». Ниже представлен обзор результатов, полученных в за последние годы.

Результаты и обсуждение

РОСТ. В работе для получения НП всех типов используется матричный синтез, т. е. заполнение требуемым веществом пор в специально приготовленной матрице [2]. При этом в качестве матриц применялись полимерные трековые мембраны, а способом заполнения пор было гальваническое электроосаждение металла. Были получены три типа НП и рассмотрены особенности их синтеза.

Гомогенные (монометаллические НП из Fe, Ni или Co). Для этих образцов показана нелинейность процесса электроосаждения, вызванная особенностями процессов диффузии в узком поровом канале [3]. Также показано, что характер электроосаждения может изменяться в зависимости от плотности пор. Это связано с тем, что отдельные диффузионные слои над поровыми каналами («шапки» с малым размером) при высокой плотности пор начинают перекрываться, образуя сплошной диффузионный слой значительно большей толщины [4]. Для НП из сплавов (FeCo и FeNi) исследована кинетика процесса (в частности, выявлено непостоянство скорости роста) и отработаны режимы осаждения [5].

Для слоевых НП определены условия получения НП с одинаковыми по длине слоями, с плоскими интерфейсами, с чётким разделением элементов по слоям. Показано, что этого можно добиться за счёт перехода к режиму контроля заряда и замедляя процесс [6].

СТРУКТУРА НП и их состав определяется составом электролита и условиями роста. Для гомогенных НП из Co повышение pH кислого раствора способствует переходу от кубической к гексагональной модификации [7]. Для НП из сплавов показано, что состав НП часто значительно отличается от состава электролита. Так, превышение содержания Fe может объясняться его т.н. аномальным со-осаждением. Этот эффект значительно выше для НП из FeNi сплавов (по сравнению с FeCo НП). Также, состав в ряде случаев заметно изменяется по длине НП. Возможной причиной этого может быть различная диффузионная подвижность ионов металлов [8]. Для этих составов возможно увеличение количества железа в НП с Co (или Ni) даже до 15-25 %, что способствует переходу от ГЦК решётки к ОЦК решётке [7]. При этом в пределах одной фазы достаточно точно выполняется т.н. правило Вегарда – линейная зависимость параметра решётки от соотношения концентраций компонентов [7]. Получены первые данные для трёхкомпонентных НП: показано, что добавление даже небольших количеств меди меняет условия роста и соотношение между основными магнитными металлами. Предложен способ контроля состава [9]. Для слоевых НП (включающих слои Cu) показано наличие двух фаз: почти чистой меди и магнитного металла с заметной примесью меди [10]. Обсуждаются способы получения других видов НП типа «ядро-оболочка», т.н. «градиентные» и конической формы.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА были измерены различными способами, в первую очередь – методом вибрационной магнитометрии. Показано, что свойства в значительной степени определяются параметрами получения НП и, соответственно, их структурой: небольшое увеличение потенциала осаждения в FeCo НП приводит к кратному увеличению коэрцитивной силы (КС). Для FeNi НП уменьшение диаметра от 100 нм до 30 нм приводите к увеличению КС на порядок [11]. Соотношение толщин магнитного и немагнитного слоёв (в слоевых НП Ni/Cu и Co/Cu) приводит к изменению ориентации оси лёгкого намагничивания [12]. Изменение расстояния между НП в массиве и расстояния между слоями влияют на магнитодипольные взаимодействия ферромагнитных сегментов. Соответственно, возможно изменение оси лёгкого намагничивания, КС и образование «промежуточных» состояний с антипараллельным направлением намагниченности. Предполагается, что критическим расстоянием между слоями в слоевой НП и между параллельными НП в массиве является величина, сравнимая с диаметром НП [13].

Применение метода магнитно-силовой микроскопии (АСМ/МСМ) позволило провести оценки магнитных свойств на локальном уровне. Были изменены намагниченности и изучен характер перемагничивания отдельных НП в массиве, и отдельных слоёв единичной НП [14].

Мёссбауэровская спектроскопия железосодержащих НП показала, что угол разориентации намагниченности отдельных НП уменьшается с уменьшением ростового напряжения [15]. Для НП из чистого железа показано, что электроосаждение только при минимальном напряжении приводит к получению НП с параметрами секстета, совпадающими с параметрами объёмного материала [16] Впервые для НП из двойных сплавов определены магнитные поля на ядрах Fe^{57}: в НП FeCo они выше, чем в НП из FeNi. В обоих случаях поле возрастает с ростом содержания Fe [17,18].

ПРИМЕНЕНИЕ. Изучены возможные использования массивов НП, связанные с их геометрическими или магнитными параметрами:

Эмиссия и катализ. Ряд применений связан со специфической геометрией получаемых образцов. Показано, что использование поверхности с массивом НП на ней значительно усиливает каталитический эффект в ряде реакций. Изучено каталитическое окисление CO на НП из Cu [19] и гидрирование этилена на НП из Co [20]: каталитический эффект составлял десятки процентов, причём проявлялся при достаточно низких температурах. Очевидно, эффект связан с увеличением эффективной площади поверхности. Другой обнаруженный эффект – усиление эмиссии как электронов, так и молекул в т.ч. и

биологических, с большой молекулярной массой, нанесённых на поверхность с НП из меди, связан связан с явлением резкого усиления электрического поля на острие НП [21].

Возможные **применения в биологии** связаны с использованием цилиндрических магнитных наночастиц (ЦМНЧ): последние могут быть получены путём «разрезания» слоевых НП и выделения из них магнитных фрагментов. Подобные частицы могут быть использованы как для традиционной адресной доставки лекарств, так и для разрыва транспортной капсулы [22]. Другим применением может быть гипертермия и магнитомеханические воздействия на клеточные мембраны. Преимуществом таких ЦМНЧ является их вытянутая форма и калиброванные размеры, которые обеспечивают одинаковое воздействие внешнего поля (поворот или нагрев) для всех частиц.

Генерация ТГц. Показано, что при пропускании тока через массив НП (в котором каждая НП состоит по крайней мере из двух частей из различных магнитных материалов) вследствие спиновой инжекции и последующей релаксации возможна генерация Э/М излучения ТГц частоты [23]. Оптимизированы конструкции образцов –излучателей (предложены т.н. «полосковые структуры»), показана нетепловая природа излучения. Рассмотрены идеи об использовании обратного эффекта и создания детектора ТГц излучения [24].

Благодарности. Работа проведена в рамках Госзадания НИЦ «Курчатовский институт». Магнитные измерения методом вибрационной магнитометрии проведены на базе НИТУ МИСИС.

Список использованной литературы:

1. Елисеев А.А., Лукашин А.В. Функциональные наноматериалы – М.: Физматлит, 2010. – 456 с.

2. Martin C.R. Nanomaterials: A Membrane-Based Approach // Science. – 1994. – V. 266. – № 5193. – P. 1961-1966.

3. Коротков В.В., Кудрявцев В.Н., Кругликов С.С. и др. Электроосаждение металлов группы железа в поры трековых матриц для получения нанопроволок // Гальванотехника и обработка поверхности. – 2015. – Т. 23. – №1. – С.24–33.

4. Кругликов С.С., Загорский Д.Л., Колесников В.А. и др. Анализ условий электролитического формирования ансамблей металлических нанопроволок в порах трековых мембран // Теоретические основы химической технологии. – 2021. – Т. 55. – № 5. – С. 632–641.

5. Долуденко И. М. Особенности заполнения пор трековых мембран при синтезе нанопроволок из сплава FeNi // Перспективные материалы. – 2021. – №8. – С. 74–80.

6. Zagorskiy D., Doludenko I., Zhigalina O. et al. Formation of nanowires of various types in the process of galvanic deposition of iron group metals into the pores of track membrane // Membranes. – 2022. – V. 12. – № 2. – P. 195.

7. Долуденко И.М., Загорский Д.Л., Муслимов А.Э. и др. Особенности синтеза, структура и магнитные свойства НП из сплавов металлов группы Fe // Поверхность. – 2022. – № 4. – С. 58–64.

8. Долуденко И.М., Загорский Д.Л., Фролов К.В. и др. Нанопроволоки из сплавов FeNi и FeCo: синтез, структура и мёссбауэровские измерения // ФТТ. – 2020. – Т. 62. – № 9. – С 1474-1481.

9. Хайретдинова Д.Р., Долуденко И.М., Панина Л.В. и др. Нанопроволоки из двух- и трехкомпонентных сплавов: корреляция структурных и магнитных свойств // ФТТ. – 2022. – Т 64. – № 9. – С.1144–1152.

10. Жигалина О.М., Долуденко И.М., Хмеленин Д.Н. и др. Структура нанопроволок Cu/Ni, полученных методом матричного синтеза // Кристаллография. – 2018. – Т. 63. – № 3. – С. 455–462.

11. Panina L.V., Zagorskiy D.L., Shymskaya A. et al. 1D Nanomaterials in Fe-Group Metals Obtained by Synthesis in the Pores of Polymer Templates: Correlation of Structure, Magnetic, and Transport Properties // Physica Status Solidi A. – 2021. – V. 219. – № 3. – P. 2100538.

12. Черкасов Д.А., Загорский Д.Л., Хайбуллин Р.И. и др. Структура и магнитные свойства слоевых нанопроволок из 3d-металлов, полученных методом матричного синтеза // ФТТ. – 2020. – Т. 62. – № 9. – С. 1531-1541.

13. Бизяев Д.А., Хайретдинова Д.Р., Загорский Д.Л. и др. Магнитные свойства слоевых нанопроволок Ni/Cu // Физика металлов и металловедение. – 2023. – Т.124. – С. 717-725.

14. Bizyaev D.A, Zagorskiy D.L., Khairetdinova D.R. Probe Microscopy in the Investigation of Ni/Cu and FeNi Magnetic Nanowires // Nanobiotech.Rep. – 2023. – V.18, Sup. 2. – P. S325–S334.

15. Загорский Д.Л, Долуденко И.М., Фролов К.В. и др. Особенности получения методом матричного синтеза, структура и магнитные свойства нанопроводов из железа// ФТТ. – 2023. – Т. 65. – № 6. – С. 973-978.

16. Фролов К.В., Загорский Д.Л., Любутин И.С. и др. Синтез, фазовый состав и магнитные свойства нанопроволок железа, полученных в порах полимерных трековых мембран // Письма в ЖЭТФ. – 2014. – Т. 99. – № 10. – С. 656-663.

17. Фролов К.В., Загорский Д.Л., Любутин И.С. и др. Магнитные и структурные свойства нанопроволок Fe-Co, полученных методом матричного синтеза в порах трековых мембран // Письма в ЖЭТФ. – 2017. – Т. 105. – № 5. – С. 297-304.

18. Frolov K.V., Chuev M.A., Lyubutin I.S. et al Structural and magnetic properties of Ni-Fe nanowires in the pores of polymer track membranes // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – V. 489. – P. 165415.

19. Панов Д.В., Бычков В.Ю., Тюленин Ю.П. и др. Нанопроволоки из меди как катализатор для окисления CO // Поверхность: Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2021. – № 12. – С. 12–17.

20. Panov D.V., Bichkov V.Yu., Tulenin Yu.P. et al. Cobalt Nanowires as a Catalyst for Ethylene Hydrogenation // Journal of Surface Investigation.– 2023. – V.17. – № 6. – P.1496-1501.

21. Oleinikov V.A., Zagorski D.L., Bedin S.A. et al The study of the desorption/ionization from the replicas of etched ion tracks // Radiation Measurements. – 2008. – V. 43. – P. S635-S638.

22. Долуденко И.М., Михеев А.В., Бурмистров И.А. и др. Получение цилиндрических магнитных наночастиц для функционализации полиэлектролитных микрокапсул // ЖТФ. – 2020. – Т. 90. – № 9. – С.1435-1441.

23. Гуляев Ю.В., Чигарев С.Г., Панас А.И. и др. Генерация ТГц излучения в магнитных переходах на основе нанопроволок // Письма в ЖТФ. – 2019. – Т. 45. – № 6. – С. 27-29.

24. Chigarev S.G., Fomin L.A., Rai D.P et al. Thermal and Dynamic Radiation in the THz Range Under Spin Current Injection in Magnetic Junctions // SPIN. – 2023. – V. 13. – P. 2350010.

УДК 538.955, 538.958

Магнитомеханические и фототермические исследования микротрубок из никеля с золотым покрытием для противораковых терапий

Аникин А.А.

Ph.D., научный сотрудник БФУ им. И.Канта

Моторжина А.В.

младший научный сотрудник БФУ им. И. Канта

Шумская Е.Е.

научный сотрудник Института химии новых материалов Национальной академии наук Беларуси

Панина Л.В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры технологии материалов электроники, МИСИС

Родионова В.В.

к.ф.-м. н., доцент БФУ им. И. Канта

Аннотация. *Микро- и наноразмерные частицы имеют потенциал применения в биомедицинских приложениях, связанных с лечением рака. Комбинация различных терапий с использованием одного типа частиц является выгодна с точки зрения биосовместимости и эффективности лечения. В данной работе были исследованы оптические, магнитные и фототермические свойства никелевых микротрубок с золотым покрытием, изготовленных методом шаблонного синтеза. Покрытие микротрубок золотым слоем приводит к уменьшению их цитотоксичности. Кроме того, было обнаружено значительное увеличение фототермической эффективности микротрубок, которая проявляется в увеличении температуры нагрева раствора с микротрубками ИК лазером не только за счет их увеличенного оптического поглощения, но и за счет увеличенной эффективности фототермической конверсии.*

Ключевые слова: *магнитные нанотрубки, темплатный синтез, фототермия, оптические свойства, гипертермия, биомедицина, магнитомеханическая терапия*

Magneto-mechanical and photothermal studies of gold-coated nickel microtubes for anticancer therapies

Anikin A.A.

Ph.D., researcher at IKBFU

Motorzhina A.V.

junior researcher at IKBFU

Shumskaya E.E.

researcher at the Institute of Chemistry of New Materials of the National Academy of Sciences of Belarus

Panina L.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of Electronics Materials Technology, MISIS

Rodionova V.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, IKBFU

Annotation. *Micro- and nano-sized particles have potential in biomedical applications related to cancer treatment. Combining different therapies using the same particle type is advantageous in terms of biocompatibility and treatment efficacy. In this work, the optical, magnetic and photothermal properties of gold-coated nickel microtubes fabricated by template synthesis were investigated. Coating microtubes with a gold layer reduces their cytotoxicity. In addition, a significant increase in the photothermal efficiency of microtubes was discovered, which manifests itself in an increase in the heating temperature of the solution with microtubes with an IR laser, not only due to their increased optical absorption, but also due to the increased efficiency of photothermal conversion.*

Keywords: *magnetic nanotubes, template synthesis, photothermy, optical properties, hyperthermia, biomedicine, magnetomechanical therapy*

Исследование наночастиц, предназначенных для магнитомеханических и фототермических терапий имеет важное значение с точки зрения возможных клинических применений. В магнитомеханической терапии магнитные микро- или наночастицы испытывают воздействие низкочастотных магнитных полей [1]. В результате достигается удаленное механическое вмешательство в жизнедеятельность раковых клеток с дальнейшей их смертью [2]. При фототермической терапии частицы, имеющие значительное оптическое поглощение в ИК области, нагреваются за счет лазера и термически воздействуют на раковые клетки. Совмещение двух методик в рамках одной терапии позволяет уменьшить их концентрацию с сохранение терапевтического эффекта, что положительно сказывается на токсических свойствах частиц.

Данная работа представляет результаты оптических, магнитных и фототермических исследований никелевых микротрубок, покрытых золотом. Микротрубки были изготовлены с помощью шаблонного синтеза в полимерной матрице. Показано, что микротрубки могут быть приведены в движение с помощью внешнего магнитного низкочастотного поля. Обнаружено, что оптическое поглощение микротрубок с золотым покрытием примерно в два раза выше, чем у непокрытых микротрубок. Также обнаружено, что в полтора раза увеличен коэффициент фототермической конверсии света в тепло, что дает дополнительный вклад в фототермический нагрев покрытых золотом микротрубок. Проверка цитотоксичности микротрубок показывает уменьшение их токсического воздействия на клетки в отсутствие внешнего физического воздействия.

Полученные микрочастицы потенциально применимы в комбинированной магнитомеханической и фототермической терапии, при которой на частицы подвергаются воздействию как со стороны внешнего низкочастотного магнитного поля, так и со стороны ИК излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда № 21-72-20158.

Список использованной литературы:

1. Shen, Y.; Wu, C.; Uyeda, T.Q.P.; Plaza, G.R.; Liu, B.; Han, Y.; Lesniak, M.S.; Cheng, Y. Elongated Nanoparticle Aggregates in Cancer Cells for Mechanical Destruction with Low Frequency Rotating Magnetic Field // Theranostics – 2017. – 7. – 1735–1748, doi:10.7150/thno.18352
2. Zhao, L.; Zhang, X.; Wang, X.; Guan, X.; Zhang, W.; Ma, J. Recent Advances in Selective Photothermal Therapy of Tumor // J Nanobiotechnology – 2021. – 19 (1) – 335. https://doi.org/10.1186/s12951-021-01080-3

В человеке я люблю свет. Толщина свечи меня не волнует.
Пламя скажет мне, хороша ли свеча.

Антуан де Сент Экзюпери

Архип Куинджи «Закат в степи на берегу моря» (1900)

Секция 10.
Магнитооптика и фотомагнетизм

УДК: 537.632

Размерный эффект в магнитооптических спектрах наноструктур

Симдянова М.А.

Студентка физического факультета МГУ им. Ломоносова

Припеченков И.М.

Аспирант физического факультета МГУ им. Ломоносова

Юрасов А.Н.

д.ф.-м. н., профессор кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Ганьшина Е.А.

д.ф.-м. н., профессор кафедры магнетизма физического факультета МГУ им. Ломоносова

Яшин М.М.

к.ф.-м. н., доцент кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Гладышев И.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Грановский А.Б.

д.ф.-м. н., профессор кафедры магнетизма физического факультета МГУ им. Ломоносова

Аннотация. *В данной работе в рамках метода эффективной среды исследуется влияние различных микроскопических параметров, квазиклассического и квантового размерного эффекта на магнитооптические спектры экваториального эффекта Керра магнитных нанокомпозитов* $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$, $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$, *$(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{1-x}$ и двухслойных структур NiFe/Ta. При расчетах учтена возможность усиления спин-орбитального взаимодействия в тонком приповерхностном слое, что влияет как на межзонные, так и внутризонные оптические переходы*.

Ключевые слова: *наноструктуры, магнитооптика, размерный эффект.*

Size-effect in magneto-optical spectra of nanostructures

Simdyanova M.A.

Student of the Physics Department of Lomonosov Moscow State University

Pripechenkov I.M.

Postgraduate student of the Physics Faculty of Lomonosov Moscow State University

Yurasov A.N.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Nanoelectronics at IPTP RTU MIREA

Ganshina E.A.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Yashin M.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor of the Department of Nanoelectronics at the IPTP RTU MIREA

Gladyshev I.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor of the Department of Nanoelectronics at IPTP RTU MIREA

Granovsky A.B.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *In this work, within the framework of the effective medium method, we study the influence of various microscopic parameters, semi-classical and quantum size effects on the magneto-optical spectra of the equatorial Kerr effect of magnetic nanocomposites* $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$, *(CoFeB)*$_x$*(LiNbO3)*$_{1-x}$ *and two-layer NiFe/Ta structures. The calculations took into account the possibility of spin-orbit interaction enhancement in a thin near-surface layer, which affects both interband and intraband optical transitions.*

Keywords*: nanostructures, magneto-optics, size effect.*

Магнитооптическая (МО) спектроскопия, основанная на измерениях спектральных зависимостей экваториального эффекта Керра, также называемого поперечным эффектом Керра (ТКЕ), позволяет бесконтактно и в процессе напыления тонкопленочных образцов получать информацию об их электронной, кристаллической и магнитной микроструктуре [1]. При этом измеряемый параметр ТКЕ, δ(ω)), а именно относительное изменение интенсивности p-поляризованного света при намагничивании образцов, сложным образом связан с их оптическими и МО свойствами. Поэтому возникает обратная задача восстановления микроскопических параметров по измерениям спектральных зависимостей ТКЕ. В случае магнитных наноструктур, таких как магнитные нанокомпозиты или мультислои, эта задача существенно усложняется наличием квазиклассических и квантовых размерных эффектов, и различными возможными типами спин-орбитального взаимодействия (СОВ) на поверхностях раздела слоев или на поверхности наночастиц. Последний фактор наиболее важен, так как МО эффекты определяются действием СОВ, существенно отличающимся в объеме и на поверхности наночастиц. В данной работе в рамках метода эффективной среды исследуется влияние различных микроскопических параметров, квазиклассического и квантового размерного эффекта на ТКЕ спектры нанокомпозитов “ферромагнитный металл-диэлектрик” $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$, *(CoFeB)*$_x$ *(LiNbO*$_3$*)*$_{1-x}$ с различными объемными концентрациями магнитной компоненты, в том числе вблизи порога перколяции, и двухслойных структур NiFe/Ta. Методика расчета подробно описана в работе [2]. Дополнительно мы учли возможность усиления СОВ в тонком приповерхностном слое толщиной, a, что влияет как на межзонные, так и внутризонные оптические переходы.

В качестве примера на Рис.1 и Рис.2 показаны рассчитанные спектры нанокомпозита $(Co)_{0.35}(SiO_2)_{0.65}$ при разных значениях отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме λs/λb и при разных значениях толщины поверхностного слоя, a с отличающимся от объема параметрами. Как видно из этих рисунков, СОВ в поверхностном слое критическим образом влияет на спектры ТКЕ вплоть до изменения знака.

Разработанная программа позволяет выявить влияние каждого из микроскопических параметра на спектр ТКЕ и определить из сравнения с экспериментом параметры, характеризующие поверхность гранул или слоев, в частности определить значение коэффициента аномального эффекта Холла на поверхности гранул, что недоступно другими методами.

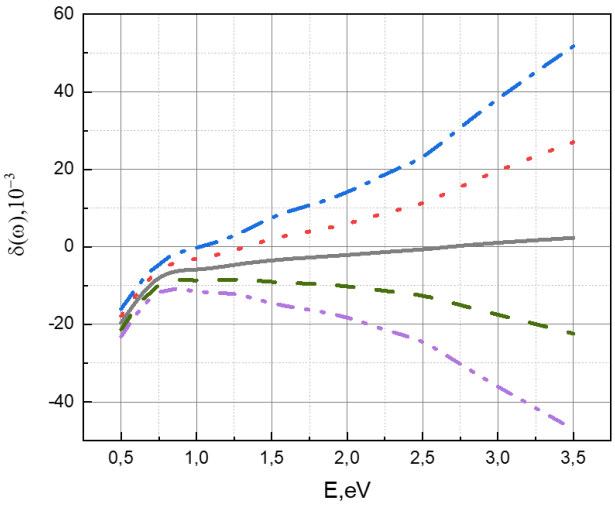


Рис.1. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокомпозита $(Co)_{0.35}(SiO_2)_{0.65}$ *с различными значениями отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме λs/λb: 0 (сплошная линия), 0,5 (пунктир), -0,5 (точки), 1 (точка- точка- пунктир), -1 (точка – пунктир). Параметры: размер гранул r=2 нм, форм фактор L=0.3, плазменная частота* $\omega_p = 8.3 \cdot 10^{15}$ c^{-1}.

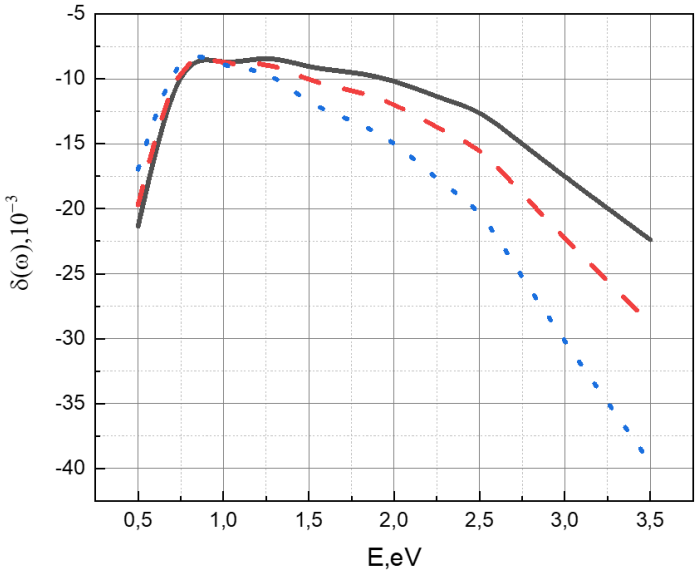


Рис.2. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокомпозита $(Co)_{0.35}(SiO_2)_{0.65}$ *с различными значениями толщины поверхностного слоя a/r:1/10 (сплошная линия), 1/8 (пунктир), 1/6 (точки). Параметры: размер гранул r=2 нм, форм фактор L=0.3, плазменная частота* $\omega_p = 8.3 \cdot 10^{15} c^{-1}$*, λs/λb=1/2.*

В докладе анализируются ограничения метода эффективной среды применительно к описанию ТКЕ, приводятся экспериментальные данные относительно спектральных зависимостей ТКЕ нанокомпозитов $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$, $(CoFeB)_x$ $(LiNbO3)_{1-x}$ широкого концентрационного состава в диапазоне 0.5-4.0 эВ при 20-300К, и на их основе обсуждается возможное усиление СОВ вблизи поверхности гранул, и как следствие этого усиление ТКЕ.

Список использованных источников

1. E.A. Ganshina, V.V. Garshin, N.N. Perova, et al, Magneto-Optical Kerr-Spectroscopy of Nanocomposites // JETP – 2023 – 164 – pp. 662-672
2. M.A. Simdyanova, A.N. Yurasov, M.M. Yashin et al.// J. Magn.Magn. Mater. – 2024. – Т. 595. – С. 171550.

УДК 537.632

Влияние магнитного поля на спектр поверхностной электромагнитной волны магнитного полупроводника

Толкачев В.А.

старший преподаватель кафедры радиофизики и электроники ФГБОУ ВО «ЧелГУ»

Бычков И.В.

д.ф.-м. н., профессор кафедры радиофизики и электроники ФГБОУ ВО «ЧелГУ»

Кузьмин Д.А.

д.ф.-м. н., профессор кафедры радиофизики и электроники ФГБОУ ВО «ЧелГУ»

Аннотация. *В работе исследуется распространение поверхностных электромагнитных волн на поверхности магнитного полупроводника в сильных магнитных полях. Здесь мы приводим условия существования поверхностных электромагнитных волн на границе вакуум – полупроводник. Моделируем зависимость показателя преломления и коэффициентов затухания в зависимости от поля H. Рассчитаны характеристики поверхностной волны для различных полупроводников (в зависимости от величины эффективной массы носителей заряда). Получены частотные зависимости постоянных распространения и локализации поверхностных электромагнитных волн. Выявлено, что чем сильнее приложенное магнитного поле, тем частотный диапазон существования электромагнитных волн смещается в сторону низких частот.*

Ключевые слова: *поверхностные электромагнитные волны, магнитные полупроводники, сильные магнитные поля*

The influence of a magnetic field on the spectrum of a surface electromagnetic wave of a magnetic semiconductor

Tolkachev V.A.

Senior Lecturer of the Department of Radiophysics and Electronics, Chelyabinsk State University

Bychkov I.V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Radiophysics and Electronics, Chelyabinsk State University

Kuzmin D.A.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Radiophysics and Electronics, Chelyabinsk State University

Annotation. *The paper investigates the propagation of surface electromagnetic waves on the surface of a magnetic semiconductor in strong magnetic fields. Here we present the conditions for the existence of surface electromagnetic waves at the vacuum–semiconductor interface. We model the dependence of the refractive index and attenuation coefficients depending on the field H. The characteristics of the surface wave for various semiconductors are calculated (depending on the*

value of the effective mass of charge carriers). The frequency dependences of the propagation constants and localization of surface electromagnetic waves are obtained. It is revealed that the stronger the applied magnetic field, the frequency range of the existence of electromagnetic waves shifts towards low frequencies.

Keywords: *surface electromagnetic waves, magnetic semiconductors, strong magnetic fields*

Магнитные полупроводники обладают уникальными магнитными свойствами за счет существования в них электронной, магнитной и дипольной (поляризации) подсистем [1-4]. Многие из этих свойств могут быть использованы и уже применяются на практике: при создании различных систем обработки информации, линий задержки, фильтров, новой элементной базы микро- и наноэлектроники, в плазмонике и спинтронике. В магнитных полупроводниках возникают квазичастицы нового типа, происходит разделение фаз в основном состоянии, особые свойства проявляют магнитосопротивление и т.д. При создании микроструктур на их основе немаловажную роль играют физические процессы, протекающие на поверхности. К ним относятся и эффекты, связанные с особенностями возбуждения и распространения поверхностных электромагнитных и спиновых волн.

В настоящей работе исследовано распространение поверхностных электромагнитных волн на поверхности магнитного полупроводника в сильных магнитных полях. Были определены условия существования поверхностных электромагнитных волн на границе вакуум – полупроводник, рассчитаны зависимости показателя преломления и коэффициентов затухания в зависимости от величины внешнего магнитного поля *H*.

Исследуем распространение поверхностной электромагнитной волны в плоскости XZ в структуре вакуум – полупроводник, показанной на рис.1. Внешнее магнитное поле направлено вдоль оси Z, волновой вектор ***k*** направлен вдоль оси X.

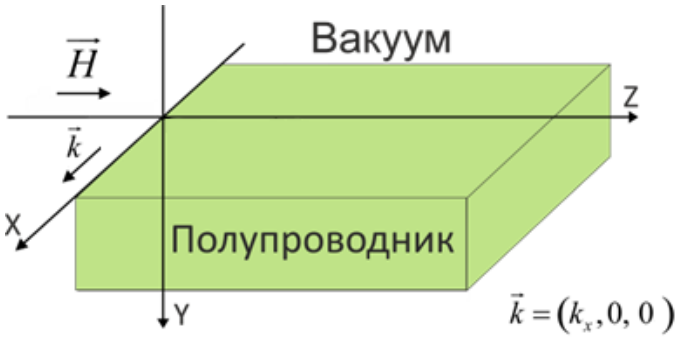


Рис.1 Схематическое представление геометрии поставленной задачи

Структура на рис. 1 состоит из полупроводника с диэлектрической проницаемостью $\hat{\varepsilon}$ и магнитной проницаемостью $\hat{\mu}$, помещенного в вакуум с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1=1$ и магнитной проницаемостью $\mu_1 = 1$.

Тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей могут быть выражены следующим образом [5]:

$$\hat{\varepsilon}=\begin{pmatrix} \varepsilon_\perp & i\varepsilon_a & 0 \\ -i\varepsilon_a & \varepsilon_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_\text{р} \end{pmatrix}, \hat{\mu}=\begin{pmatrix} \mu_\perp & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \mu_\text{р} \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\varepsilon_\perp = \varepsilon_0\left(1-\frac{\omega_p^2(\omega+i\nu)}{\omega\left[(\omega+i\nu)^2-\omega_c^2\right]}\right), \varepsilon_\perp = \varepsilon_0\frac{\omega_p^2\omega_c^2}{\omega\left[(\omega+i\nu)^2-\omega_c^2\right]},$$
$$\varepsilon_\text{P} = \varepsilon_0\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega+i\nu)}\right), \mu_\perp = 1+\frac{\omega_M(\omega_H-i\alpha\omega)}{\omega_H^2-(1+\alpha^2)\omega^2-2i\alpha\omega\omega_H}, \quad (2)$$
$$\mu_\text{P} = 1+\frac{-i\alpha\omega_M}{\omega+i\alpha\omega_H}, \mu_\perp = 1+\frac{-\omega_M\omega}{\omega_H^2-(1+\alpha^2)\omega^2-2i\alpha\omega\omega_H}.$$

где, $\omega_H = gH$, $\omega_M = 4\pi gM_0$, g – гиромагнитное отношение, M_0 – намагниченность насыщения, α – параметр затухания, ε_0 – решеточная часть диэлектрической проницаемости, $\omega_p = 4\pi n_s e^2/m^*$ и $\omega_c = eH/m^*c$ – плазменная и циклотронная частоты, соответственно, e и m^* – заряд и эффективная масса носителей заряда, c – скорость света в вакууме, n_s - плотность носителей, ν – эффективная частота столкновений.

Решая систему уравнений Максвелла и граничных условий, мы получим дисперсионное уравнение для ТЕ- и ТМ- поверхностных волн. В данной работе мы рассматриваем только ТМ- волну, дисперсионное уравнение которой имеет вид:

$$\varepsilon_\perp k_0\left(\sqrt{\varepsilon_\perp\left(\varepsilon_\perp^2 k_0^2\mu_\text{P} - k_0^2\mu_\text{P}\varepsilon_a^2 - \varepsilon_\perp k^2\right)} + \left(\varepsilon_\perp^2-\varepsilon_a^2\right)\sqrt{k_0^2-k^2} + ik\varepsilon_a\right) = 0 \quad (3)$$

где $k_0 = \omega/c$.

Для численного моделирования будем использовать параметры типичного магнитного полупроводника: $M_0 = 160$ Гс, $\alpha = 0.05$, $g = 1.75\cdot10^7$ Э$^{-1}$с$^{-1}$, $\varepsilon_0 = 17.8$, $m^* = 0.1\ m_e$, $\omega_p = 10^{12}$ с$^{-1}$.

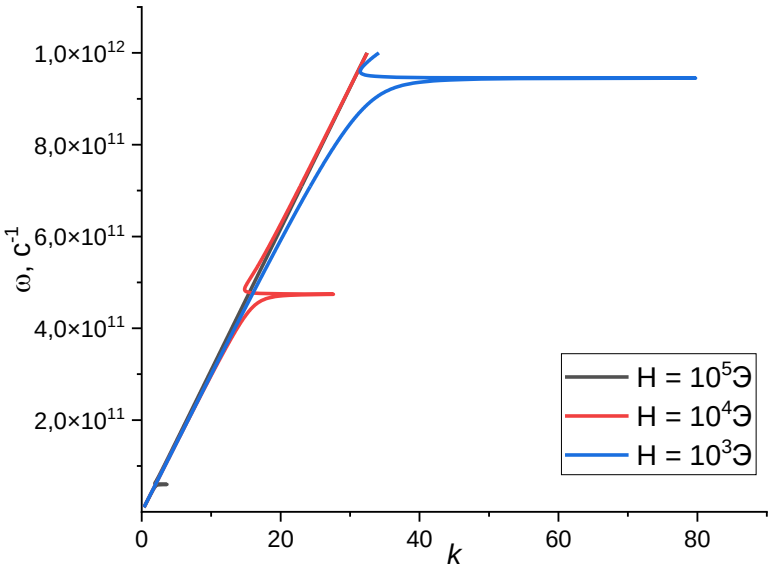


Рис.2 Зависимость частоты от постоянной распространения волны при разных полях.

Дисперсионные зависимости поверхностных волн при различном значении внешнего магнитного поля показаны на рис. 2. Можно видеть, что на некоторой частоте, определяемой величиной внешнего магнитного поля наблюдается резонансное увеличение волнового числа электромагнитной волны, а значит усиление ее локализации вблизи поверхности магнитного полупроводника. Это хорошо видно в частотной зависимости постоянной локализации электромагнитной волны в вакууме (см. рис. 3). При этом внутри магнитного полупроводника

постоянная локализации уменьшается почти до нуля. Это говорит о том, что электромагнитная волна проникает вглубь материала.

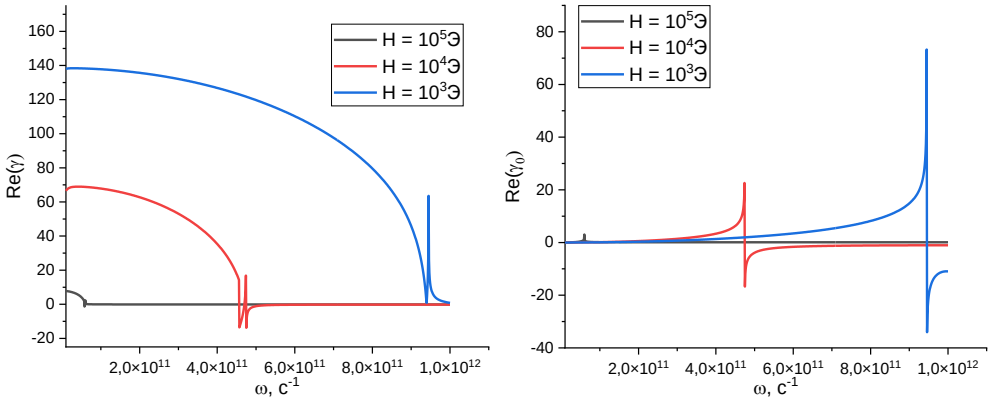


Рис.3 Зависимость постоянной локализации в полупроводнике (γ) и в вакууме (γ_0) от частоты при разных полях.

Заключение и выводы

В работе проведено исследование распространения поверхностных электромагнитных волн на границе раздела сред вакуум - магнитный полупроводник, исследован спектр поверхностных электромагнитных волн в зависимости от величины внешнего магнитного поля и частоты. Из совместного решения уравнений (2) и (3) получены частотные зависимости постоянных распространения поверхностных электромагнитных волн рис.2. Из графиков видно, что чем сильнее приложенное магнитного поле, тем частотный диапазон существования электромагнитных волн смещается в сторону низких частот. Такое же поведение наблюдается для постоянных локализации в полупроводнике и вакууме (рис.3).

Работа выполнена при поддержке РНФ (№ 22-19-00355)

Список использованной литературы:

1. Bhalla P., MacDonald A. H., Culcer D. Resonant photovoltaic effect in doped magnetic semiconductors //Physical Review Letters. – 2020. – Т. 124. – №. 8. – С. 087402.
2. Mallik S. K. et al. Transition metal substituted MoS2/WS2 van der Waals heterostructure for realization of dilute magnetic semiconductors //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2022. – Т. 560. – С. 169567.
3. Nadeem M. et al. Quantum Anomalous Hall Effect in Magnetic Doped Topological Insulators and Ferromagnetic Spin-Gapless Semiconductors—A Perspective Review //Small. – 2020. – Т. 16. – №. 42. – С. 1904322.
4. Huang C. et al. Built-in electric field control of magnetic coupling in van der Waals semiconductors //Physical Review B. – 2021. – Т. 103. – №. 14. – С. L140410.
5. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. – Наука, Глав. ред. физико-математической лит-ры, 1989. – Т. 33.

УДК 537.632

Датчик переменного магнитного поля на основе магнитоплазмонного кристалла

Беляев В.К.

к.ф.-м. н., заведующий лабораторией магнитооптических исследований, Научно-Образовательный Центр «Умные Материалы и Биомедицинские Приложения», Балтийский Федеральный Университет им. И. Канта

Мурзин Д.В.

м.н.с. лаборатории магнитооптических исследований, Научно-Образовательный Центр «Умные Материалы и Биомедицинские Приложения», Балтийский Федеральный Университет им. И. Канта

Родионова В.В.

к.ф.-м. н., доцент, директор Научно-Образовательного Центра «Умные Материалы и Биомедицинские Приложения», Балтийский Федеральный Университет им. И. Канта

Аннотация. *Магнитоплазмонные кристаллы на основе ферромагнитных металлических пленок, в которых экваториальный эффект Керра усиливается за счет возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, можно использовать в качестве сенсорных элементов постоянных и переменных магнитных полей. Исследованы магнитные, оптические и магнитооптические характеристики магнитоплазмонных кристаллов на основе пермаллоя толщиной от 5 до 20 нм, а также показано, что они подходят для измерения и картирования постоянных и переменных магнитных полей напряженностью порядка 10 мЭ.*

Ключевые слова: *магнитоплазмонные кристаллы, экваториальный эффект Керра, датчик магнитного поля*

Magnetoplasmonic crystal-based AC magnetic field sensor

Belyaev V.K.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, head of the laboratory of magneto-optical studies, Research and Educational Center «Smart Materials & Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Murzin D.V.

Junior researcher of the laboratory of magneto-optical studies, Research and Educational Center «Smart Materials & Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Rodionova V.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, director of Research and Educational Center «Smart Materials & Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Annotation. *Magnetoplasmonic crystals based on ferromagnetic metal films providing the transversal Kerr effect enhancement by the excitation of surface plasmon-polaritons, can be used as sensors of DC and AC magnetic fields. Based on the study of the magnetic, optical and magneto-*

optical characteristics of magnetoplasmonic crystals based on permalloy with thickness from 5 to 20 nm, it is shown that such structures are suitable for measuring and mapping DC and AC magnetic fields with a strength of about 10 mOe.

Keywords: *magnetoplasmonic crystals, transverse Kerr effect, magnetic field sensor*

В настоящее время крайне важно уделять приоритетное внимание энергоэффективности и производительности миниатюрных электромагнитных и микромагнитных устройств, что делает дистанционный контроль их магнитного состояния одной из ключевых задач. В частности, определение распределения магнитного поля отдельных электронных компонентов позволяет осуществлять мониторинг их состояния в режиме реального времени и обнаруживать неисправности [1]. Решать подобные задачи можно с помощью коммерческих датчиков на эффекте Холла или магнитосопротивления [2,3], а также более дорогих и чувствительных оптических магнитометров, основанных на уникальных свойствах паров щелочных металлов или азотных вакансиях в алмазах [4,5]. Альтернативным вариантом, объединяющим дешевизну в производстве и возможность удаленного считывания информации оптическими методами, является применение датчиков на основе магнитоплазмонных кристаллов [6].

Данная работа посвящена использованию магнитоплазмонного кристалла для измерения переменных и постоянных магнитных полей. Магнитоплазмонные кристаллы были изготовлены методом магнетронного распыления серебра, пермаллоя и нитрида кремния на одномерные дифракционные решетки. В данной работе проведены исследования интегральных и локальных магнитных свойств, а также спектроскопия коэффициента отражения и экваториального эффекта Керра в видимой области длин волн. Показано, что использование полевой зависимости магнитооптического отклика позволяет оценить амплитуду и/или частоту внешнего переменного магнитного поля с высокой точностью [6].

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ № 13.2251.21.0143.

Список использованной литературы:

1. A. Grosz A., M. J Haji-Sheikh., S.C. Mukhopadhyay. High Sensitivity Magnetometers. // Springer International Publishing, Cham, 2017.
2. M.A. Khan, J. Sun, B. Li, A. Przybysz, J. Kosel. Magnetic sensors-A review and recent technologies. // Eng. Res. Express 2021-3-022005
3. B. Brajon, E. Gasparin, G. Close. A Benchmark of Integrated Magnetometers and Magnetic Gradiometers. // IEEE Access 2023-11-115635–115643.
4. N. Aslam, H. Zhou, H. Park et.al. Quantum sensors for biomedical applications. // Nat Rev Phys 2023-5- p. 157–169
5. A. Fabricant, I. Novikova, G. Bison. How to build a magnetometer with thermal atomic vapor: a tutorial. // New J. Phys. 2023-25-025001
6. V. K. Belyaev, V.V. Rodionova, A.A. Fedyanin et.al. Magnetic field sensor based on magnetoplasmonic crystal. // Sci Rep. 2020-10(1)-7133.

УДК 537.624

Магнитооптическая векторизация плоскостной компоненты поля мультиполей

Богуславский Л.Г.

Н.с., ИЕНиМ УрФУ

Иванов В.Е.

К.ф. м.н. с.н.с. , ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *Работа развивает исследование топологической структуры неоднородных магнитных полей различных магнитных систем с применением магнитооптических изображений. Продемонстрирована методика векторизации плоскостной компоненты неоднородного поля диполя, квадруполя и октуполя и расчет индекса Пуанкаре соответствующих векторных полей.*

Ключевые слова: *магнитооптическая визуализация, неоднородные магнитные поля, векторизация, диполь, квадруполь, октуполь, индекс Пуанкаре.*

Magneto-optical vectorization of the in-plane component of the multipole field

Boguslavskiy L.G.

Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Ivanov V.E.

Senior researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Annotation. *The work develops the study of the topological structure of inhomogeneous magnetic fields of various magnetic systems using magneto-optical images. The method of vectorization of the in-plane component of the inhomogeneous field of the dipole, quadrupole and octupole and the calculation of the Poincaré index of the corresponding vector fields are demonstrated.*

Keywords: *magneto-optical imaging, inhomogeneous magnetic fields, vectorization, dipole, quadrupole, octupole, Poincaré index*

Интерес к сложной структуре поля вызван конструированием магнитных систем, создающих неоднородные поля для различных применений [1]. В топологически сложных магнитных полях присутствуют особые точки, сепараторы и сепаратрисные поверхности, которые определяют глобальную структуру магнитного поля [2]. Проекция пространственного векторного поля на какую-либо секущую плоскость также отражает структуру поля и содержит особые точки, свойства которых определяются их индексами и теоремой Пуанкаре.

В [3] прямым интегрированием было показано, что индекс Пуанкаре, χ

$$\chi = \begin{cases} 1, \text{для диполя перпендикулярного плоскости,} & (1) \\ 2, \text{для диполя параллельного плоскости,} & (2) \\ 3, \text{для квадруполя,} & (3) \end{cases}$$

Магнитооптические изображения (МОИ) неоднородного поля дают качественную

информацию о его структуре. Векторизация намагниченности в пленках [4] дало импульс векторизации плоскостной компоненты поля с использованием МОИ в продольной и поперечной чувствительности эффекта Керра [5]. В нашей работе мы ищем связь между дипольными характеристиками источников магнитного поля и его топологическими характеристиками, в частности количеством и свойствами особых точек, их индексами Пуанкаре.

Визуализация и векторизация плоскостной компоненты неоднородного поля производили путем регистрации МОИ в аморфных индикаторных пленках в продольной и поперечной чувствительности. Индекс Пуанкаре реконструированных векторных графиков определяли при помощи вновь созданной программы в прикладном пакете Mathcad.

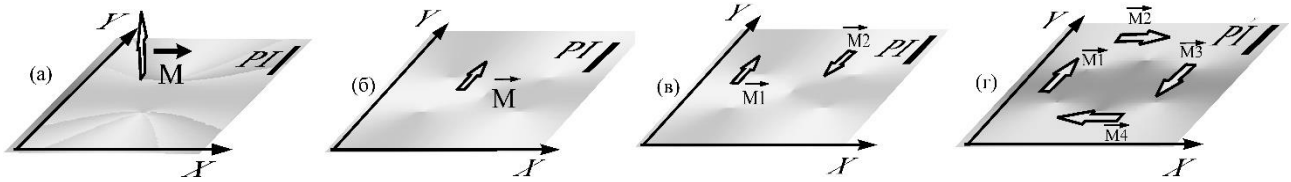


*Рис. 1. Ориентация магнитных моментов, создающих неоднородное магнитное поле.(а) Магнитный момент ориентирован перпендикулярно плоскости индикаторной пленки (**M** ∥ **n**) (мультиполь нулевого порядка); (б) **M**⊥**n** (диполь); (в) **M1** ↑↓ **M2**⊥ **n** (квадруполь); (г) **M1** ↑↓ **M3**, **M2** ↑↓ **M4**, **M₁** ⊥ **M2** (октуполь).*

Характерной особенностью МОИ диполя с **M** | | **n** является наличие светлого и темного конусов, вершины которых локализованы в особой точке (рис. 2 а). Векторный график согласно (1) содержит одну особую точку типа «сток» с индексом Пуанкаре $\chi = 1$ (рис. 2 б). Если диполь имеет противоположную ориентацию, то реализуется особая точка типа «исток».

МОИ и векторное поле диполя с **M** ⊥ **n** включает две особые точки, одна из которых «исток», другая «сток» (рис. 2 в, г). В этом случае в МОИ при поперечной чувствительности попеременно чередуются светлые и темные конуса (рис. 2 б). Векторный график согласно (2) обладает индексом Пуанкаре $\chi = 2$.

МОИ поля квадруполя **(M1↑↓M2)** имеет 6 чередующихся светлых и темных «лучей» (рис. 2 д). Векторный график согласно (3) обладает суммарным индексом Пуанкаре $\chi = 3$.

МОИ поля октуполя **(M1↑↓M2, M3↑↓M4,**) имеют 10 чередующихся светлых и темных «лучей». Векторный график обладает суммарным индексом Пуанкаре $\chi = 5$. Это новый экспериментальный факт.

Приложение однородного внешнего поля в плоскости пленки должно приводить к появлению новых особых точек таких, чтобы обнулить результирующий индекс Пуанкаре. Эксперимент показал, что трансформация векторного поля происходит в полном согласии с этим требованием.

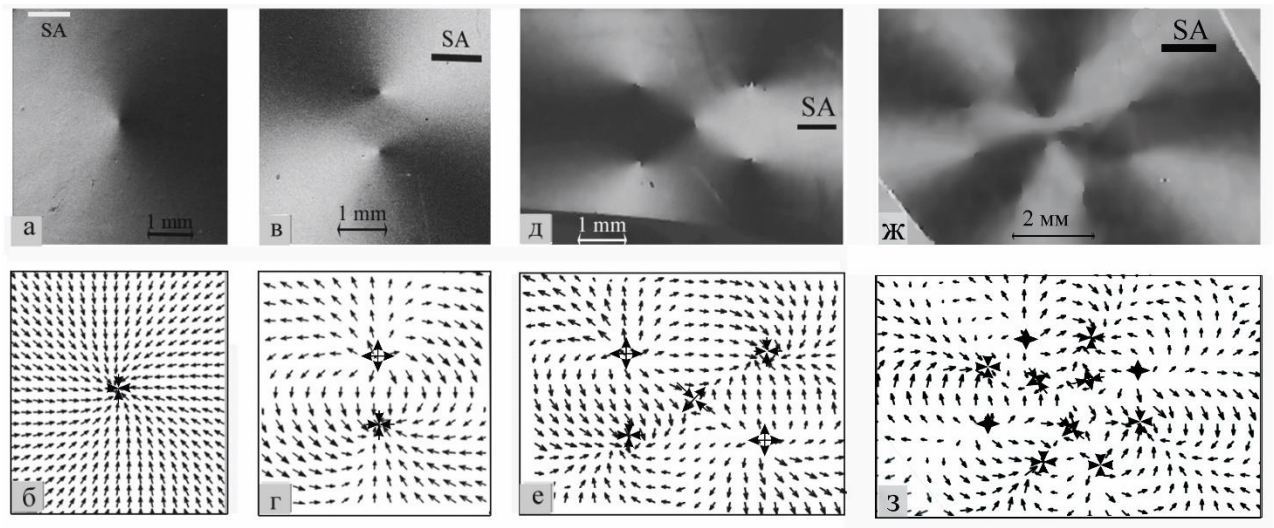


Рис. 2. Магнитооптические изображения поля мультипольных моментов в поперечной чувствительности и соответствующая реконструкция плоскостных векторных полей ; а, б) соответствует полю ***M*** *||* ***n*** *(мультиполю нулевого порядка); в, г)* $\boldsymbol{M}\perp\boldsymbol{n}$ *(диполю); д, е)* $\boldsymbol{M_1}\uparrow\downarrow\boldsymbol{M_2}\perp\boldsymbol{n}$ *(квадруполю).*

Включение однородного поля приводит ко вхождению в поле зрения одной седлообразной особой точки с индексом $\chi = -1$ для диполя с **M | | n**. Соответственно для диполя с $\mathbf{M}\perp\mathbf{n}$ наблюдается вхождение двух седлообразных точек с $\chi = -1$, для квадруполя с **(M1↑↓M2)** вхождение трех седлообразных особых точек с индексами $\chi = -1$. Эту ситуацию демонстрирует магнитооптическое изображение поля квадруполя в присутствии однородного поля в плоскости (рис. 3 а). Реконструированный векторный график так же отображает вошедшие в кадр 3 седлообразные особые точки (рис. 3 б).

Конфигурация октуполя в нашем изучении является особой в том смысле, что нет теоретических расчетов индекса Пуанкаре для такой системы. Экспериментальное наблюдение возникновения пяти седлообразных особых точек при включении однородного поля, дает возможность утверждать, что для такой системы $\chi = 5$**.**

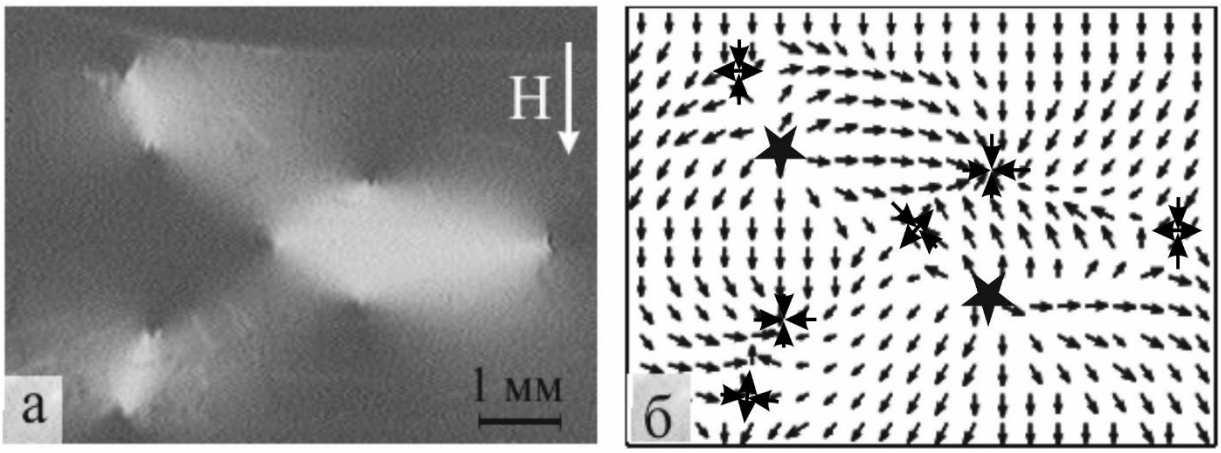


Рис. 3. Магнитооптическое изображение поля квадруполя в поперечной чувствительности при действии однородного плоскостного поля 50 Э (а) и соответствующая реконструкция плоскостного векторного поля (б).

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FEUZ-2023-0020).

Список использованных источников:

1. Cao Q., Fan Q., Chen Q., Chunting L., Xiaotao H., Li L. Recent Advances in Manipulation of Micro- and Nano-objects with Magnetic Fields at Small Scales// Materials Horizons – 2019. 7. 638
2. Dana Longcope W. Topological Methods for the Analysis of Solar Magnetic Fields // Living Rev. Solar Phys. – 2005. 7.
3. Inverarity G.W., Priest Eric R. Magnetic Null Points due to Multiple Sources of Solar Photospheric Flux // Solar Physics. – 1999. – 186 (1). – p. 99–121.
4. Rave W., Schäfer *R.*, Hubert **A.** Quantitative observation of magnetic domains with the magneto-optical Kerr effect// J. Magn. Magn. Mater. – 1987. 65 7-14
5. Ivanov V.E, Gorkovenko A.N., Lepalovskij V.N. Vectorization of magneto-optical images of a in plane component of inhomogeneous magnetic fields// J. Magn. Magn. Mater. – 2023. 570 170493

УДК 537.632

Спектральные зависимости магнитной модуляции поверхностных плазмон-поляритонов в гиперболических метаповерхностях

Усик М.Н.

аспирант, кафедра радиофизики и электроники ФГБОУ ВО ЧелГУ

Кузьмин Д.А.

д.ф.-м. н., профессор кафедры радиофизики и электроники ФГБОУ ВО ЧелГУ

Бычков И.В.

д.ф.-м. н., профессор кафедры радиофизики и электроники ФГБОУ ВО ЧелГУ

Шавров В.Г.

д.ф.-м. н., заведующий лабораторией магнитных явлений в микроэлектронике ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *Теоретически исследована магнитная модуляция поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) в спектральном диапазоне 660–1500 нм для гиперболических метаповерхностей на основе благородных металлов. Обнаружено, что влияние магнитного поля как на действительную, так и на мнимую часть волнового вектора ППП играет существенную роль в модуляции. На основе экспериментальных данных мы проанализировали спектральную зависимость модуляции для метаповерхностей на основе Au и Ag и пришли к выводу, что сложное взаимодействие эволюции свойств ППП и магнитооптического параметра с длиной волны приводит к ее немонотонности. поведение. Исследованы глубина модуляции и расстояние распространения, для различных геометрических параметров метаповерхности, таких как ее периодид и фактор заполнения.*

Ключевые слова: *модуляция, поверхностные плазмон-поляритоны, метаповерхности, магнитоплазмоника*

Spectral dependences of magnetic modulation of surface plasmon-polaritons in hyperbolic metasurfaces

Usik M.O.

postgraduate student, Department of Radiophysics and Electronics, Chelyabinsk State University

Kuzmin D.A.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of radio-physics and electronics, Chelyabinsk State University

Bychkov I.V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of radio-physics and electronics, Chelyabinsk State University

Shavrov V.G.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Head of the Laboratory of Magnetic Phenomena in Microelectronics, IRE named after. V.A. Kotelnikov RAS

Annotation. *We have theoretically investigated the magnetic modulation of surface plasmon polaritons (SPPs) in the spectral range 660–1500 nm for noble metal - based hyperbolic metasurfaces. We have found that effect of magnetic field on both real and imaginary part of SPPs wavevector play a significant role in the modulation. Based on experimental data, we have analyzed the spectral dependency of the modulation for Au and Ag-based metasurfaces, and we conclude that the complex interplay between the evolution of the SPP properties and the magneto-optical parameter with wavelength leads to its non-monotonic behavior. Modulation depth and propagation distance is also studied for different geometrical parameters of the metasurface, such as its periodicity and filling factor.*

Keywords: *modulation, surface plasmon polaritons, metasurfaces, magnetoplasmonics*

С тех пор, как начались исследования в области активной магнитоплазмоники в гибридных структурах металл-ферромагнетик, было продемонстрировано множество плазмонно-усиленных магнитооптических эффектов. Включение магнитоактивных материалов в плазмонные структуры приводит к различным магнитоплазмонным эффектам. Одним из эффектов является изменение волнового числа поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), которое зависит от направления намагниченности, т.е. $k_{spp}(\pm B) = k^0_{spp} \pm \Delta k_{spp}(B)$. Ранее в гибридных многослойных структурах металл-ферромагнетик было показано, что малая модуляция, накапливаясь на большом расстоянии распространения, может приводить к заметным значениям глубины модуляции магнитоплазмонного сигнала $2|\Delta k_{spp}(B)|d \sim 0.02$ для расстояния распространения ППП $d = 22$ мкм.

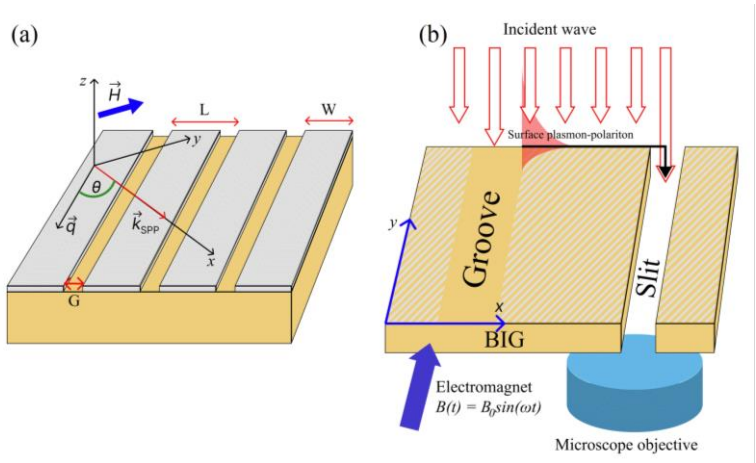


Рис. 1. Схема метаповерхности (a) Модуляцию можно наблюдать экспериментально с помощью метода, основанного на активной магнитоплазмонной микроинтерферометрии (b).

В настоящей работе мы исследовали спектральные зависимости магнитной модуляции ППП, распространяющихся в простейшей реализации гиперболической плазмонной метаповерхности (ГПМ), состоящей из массива металлических (золотых) полос, отделенных друг от друга воздушной прослойкой. Такая метаповерхность находится на подложке из магнитного диэлектрика (например, BIG). Схема структуры изображена на рисунке 1.

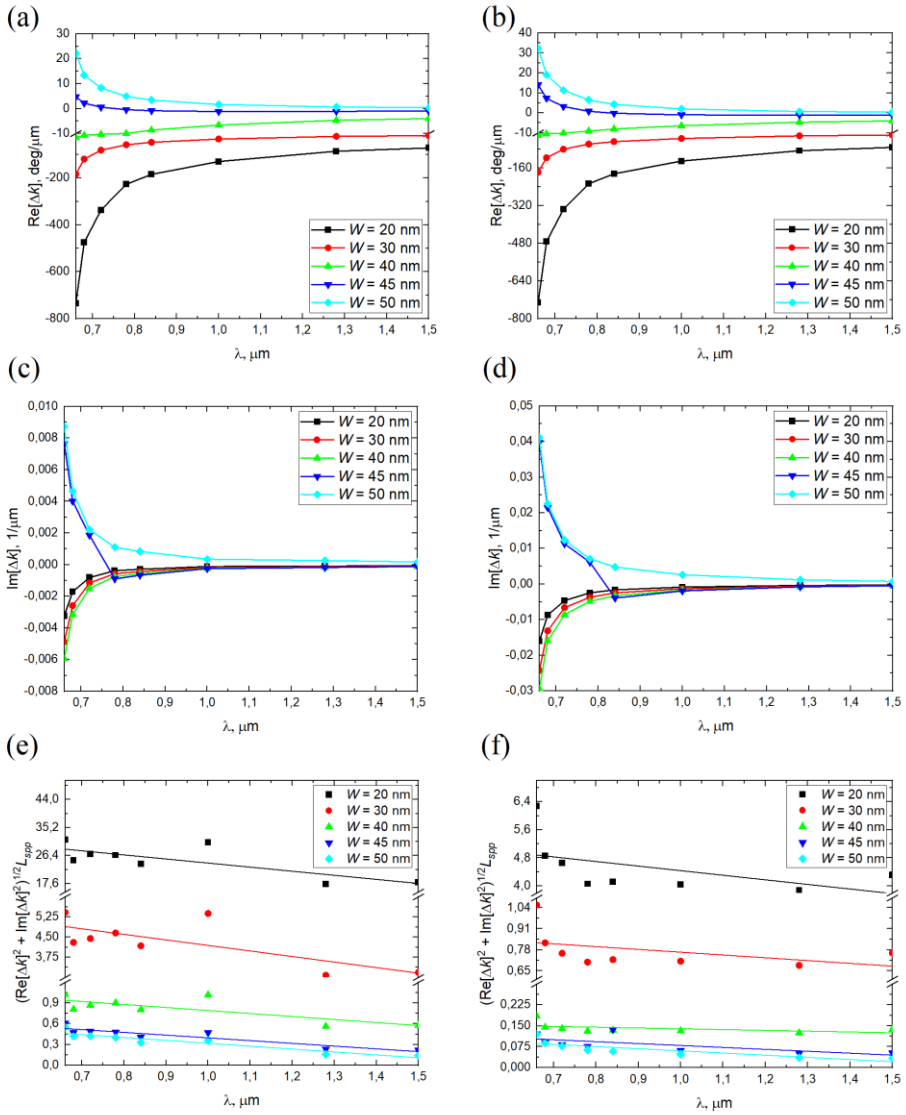


Рис. 2. Спектральные зависимости изменения волнового числа ППП Re[Δk] (a, b), обратной длины распространения Im[Δk] (c, d) и FoM (e, f) при распространении ППП вдоль металлических полосок для метаповерхностей на основе Ag (a, c, d) и Au (b, d, f) с различной шириной полос W.

Чтобы оценить оптимальные экспериментальные условия для максимизации производительности магнитоплазмонных модуляторов, адекватным параметром представляется величина FoM = $(\mathrm{Re}[\Delta k]^2+\mathrm{Im}[\Delta k]^2)^{1/2}\times L_{spp}$, где L_{spp} — длина затухания ППП (при которой интенсивность ППП затухает в *e* раз). Известно, что в случае гиперболической магнитоплазмоники максимальная FoM может наблюдаться при распространении ППП вдоль металлических полос. На рис. 2 показаны спектральные зависимости изменения волнового числа ППП (Re[Δ*k*]), обратной длины распространения (Im[Δ*k*]) и FoM для θ = 0 град.

Можно видеть, что как для метаповерхностей Au, так и для Ag уменьшение ширины металлических полос приводит к критическому изменению как Re[Δ*k*], так и Im[Δ*k*], особенно на коротких волнах λ < 800 нм, но лидирующее влияние на FoM оказывает Re[Δk]. Можно также заключить, что для метаповерхности из серебра FoM может быть примерно в шесть раз больше, чем для метаповерхности из золота. Этот эффект обусловлен главным образом разницей в длине распространения ППП для метаповерхностей на основе золота и серебра.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 22-19-00355.

УДК 537.632

Спектральная зависимость эффекта Фарадея в борате железа, обусловленного компонентой намагниченности перпендикулярной базисной плоскости

Зубов В.Е.

д.ф.-м. н., г.н.с. кафедры магнетизма, МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Кудаков А.Д.

к.ф.-м. н., в.н.с. кафедры магнетизма, МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Булатов Д.А.

студент, кафедры магнетизма, МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Стругацкий М.Б.

д.ф.-м.н., профессор, Физико-технический институт Крымского федерального университета

Ягупов С.В.

зав. лабораторией роста кристаллов, Физико-технический институт Крымского федерального университета

Аннотация. *Слабый ферромагнетик борат железа ($FeBO_3$) привлекает внимание исследователей как модельный объект. Дзялошинским показано, что появление небольшой спонтанной намагниченности (m_D) в базисной плоскости ромбоэдрических антиферромагнетиков является естественным следствием симметрии этих кристаллов. В работе проведены исследования спектральной зависимости эффекта Фарадея, обусловленного компонентой m_z в борате железа, в видимой области спектра в диапазоне длин волн 450 нм – 620 нм.*

Ключевые слова: *борат железа, компонента намагниченности m_z, ось третьего порядка C_3*

Spectral dependence of the faraday effect in iron borate due to the magnetization component perpendicular to the basal plane

Zubov V.E.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics

Kudakov A.D.

Candidate of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics

Bulatov D.A.

Student, Department of Magnetism, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics

Strugatsky M.B.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor, Institute of Physics and Technology of the Crimean Federal University

Yagupov S.V.

Head of the Crystal Growth Laboratory, Institute of Physics and Technology of the Crimean Federal University

Annotation. *The weak ferromagnetic iron borate ($FeBO_3$) attracts the attention of researchers as a model object. It is shown by Dzyaloshinsky that the appearance of a small spontaneous magnetization (m_D) in the basic plane of rhombohedral antiferromagnets is a natural consequence of the symmetry of these crystals. The spectral dependence of the Faraday effect caused by the m_z component in iron borate in the visible region of the spectrum in the wavelength range 450 nm – 620 nm has been studied.*

Keywords*: iron borate, magnetization component m_z, third-order axis C_3*

Дзялошинским показано, что появление небольшой спонтанной намагниченности (m_D) в базисной плоскости ромбоэдрических антиферромагнетиков является естественным следствием симметрии этих кристаллов. Намагниченность m_D возникает при учете в разложении по компонентам намагниченности подрешеток термодинамического потенциала антиферромагнетика членов до второго порядка, включительно. Отношение величины m_D к сумме величин намагниченностей подрешеток антиферромагнетика пропорционально квадрату отношения скорости электронов в кристалле к скорости света $(v/c)^2$. При учете в термодинамическом потенциале членов четвертого порядка по компонентам намагниченности подрешеток теория предсказывает наличие очень малой спонтанной намагниченности (m_z) вдоль оси третьего порядка C_3 кристалла. Отношение m_z к m_D пропорционально $(v/c)^2$. Существование компоненты m_z было обнаружено в гематите (α-Fe_2O_3), борате железа ($FeBO_3$), а также в $CoCO_3$. В частности, в борате железа величина m_z оказалась в две с половиной тысячи раз меньше, чем m_D [1]. Угловая зависимость m_z при повороте m_D вокруг оси C_3 описывается выражением $m_z=m_{z0}\cdot\cos 3\varphi$, где φ – угол в базисной плоскости между направлением m_D и линией пересечения базисной плоскости с зеркальной плоскостью симметрии.

Магнитооптический эффект Фарадея, обусловленный компонентой m_z, был нами обнаружен при освещении образцов бората железа белым светом [2]. В настоящем докладе приводятся результаты исследования спектральной зависимости ЭФ, обусловленного компонентой m_z в борате железа, в видимой области спектра в диапазоне длин волн 450 нм – 620 нм. ЭФ в исследованном диапазоне длин волн монотонно в несколько раз спадает с увеличением длины волны. Величина ЭФ, обусловленного m_z, примерно на три порядка меньше эффекта Фарадея, обусловленного компонентой m_D.

Список использованной литературы:

1. P.J. Flanders. Observation of a c-Axis Moment in α-Fe_2O_3// J. Appl. Phys. –1972– v. 43, p. 2430–2435
2. В.Е. Зубов, А.Д. Кудаков, Д.А. Булатов, М.Б. Стругацкий, С.В. Ягупов. Эффект Фарадея в $FeBO_3$, обусловленный компонентой намагниченности параллельной оси C_3 // Письма в ЖЭТФ, –2022– т.116 – вып. 5-6 –стр. 387-391

УДК 537.632

Магнитооптические свойства многослойных магнитных структур на основе пермаллоя

Ганьшина Е.А.

д.ф.-м. н., профессор, ведущий научный сотрудник кафедры магнетизма физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Гладышев И.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Симдянова М.А.

Магистрант кафедры магнетизма физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, лаборант кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Припеченков И.М.

Аспирант кафедры магнетизма физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Юрасов А.Н.

д.ф.-м. н., профессор кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Яшин М.М.

к.ф.-м. н., доцент кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Грановский А.Б.

д.ф.-м. н., профессор кафедры магнетизма физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *В данной работе на примере двухслойных пленок "тантал-пермаллой" исследуются возможные эффекты усиления магнитооптического отклика и изменения магнитооптического спектра в многослойных магнитных структурах. Нанесение тонкой парамагнитной или диамагнитной пленки на пермаллой может изменить оптические и магнитооптические параметры пермаллоя за счет перераспределения атомов вблизи поверхности раздела слоев, либо за счет механических деформаций. С другой стороны, в силу эффекта магнитной близости возможно возникновение спиновой поляризации в немагнитном слое. Приводятся результаты компьютерного моделирования экваториального эффекта Керра для однослойной пленки пермаллоя при вариации ее оптических и магнитооптических параметров, двухслойной системы "тантал-пермаллой", а также сопоставление результатов расчета с экспериментом.*

Ключевые слова: *оптические и магнитооптические эффекты, экваториальный эффект Керра, магнитооптические пленки, пермаллой, многослойные структуры.*

Magneto-optical properties of multilayer magnetic structures based on permalloy

Ganshina E.A.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Gladyshev I.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Nanoelectronics, IPTIP of MIREA – Russian Technological University

Simdyanova M.A.

Undergraduate student of the Department of Magnetism of the Faculty of Physics of Lomonosov Moscow State University, laboratory assistant of the Department of Nanoelectronics of the IPTP RTU MIREA

Pripechenkov I.M.

Ph.D. student of the Department of Magnetism of the Faculty of Physics of Lomonosov Moscow State University

Yurasov A. N.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of nanoelectronics, IPTIP of MIREA – Russian Technological University

Yashin M.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Nanoelectronics, IPTIP of MIREA – Russian Technological University

Granovsky A.B.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *In this work, using the example of two-layer tantalum-permalloy films, we study the possible effects of enhancing the magneto-optical response and changing the magneto-optical spectrum in multilayer magnetic structures. The sputtering of a thin paramagnetic or diamagnetic film on permalloy can change the optical and magneto-optical parameters of permalloy due to the redistribution of atoms near the interface between the layers, or due to mechanical deformations. On the other hand, due to the effect of magnetic proximity, spin polarization may occur in a non-magnetic layer. The results of computer simulation of the equatorial Kerr effect for a single-layer permalloy film with variations in its optical and magneto-optical parameters and a two-layer tantalum-permalloy system are presented, as well as a comparison of the calculation results with experiment.*

Keywords: *optical and magneto-optical effects, transverse Kerr effect, magneto-optical films, permalloy, multilayer structures.*

Магнитооптическая спектроскопия является перспективным методом исследования широкого класса наноструктур [1-3]. В данной работе рассматриваются магнитооптические свойства металлических мультислоев на основе пермаллоя. Пермаллой – это двухкомпонентный сплав, свойства которого зависят от соотношения концентраций железа и никеля. Компьютерное моделирование показывает, что изменение значений диэлектрической проницаемости ε и/или магнитооптического коэффициента Q ($\gamma = \varepsilon Q$) в пределах 10% может в несколько раз менять величину экваториального магнитооптического эффекта Керра (ЭЭК) (рис. 1).

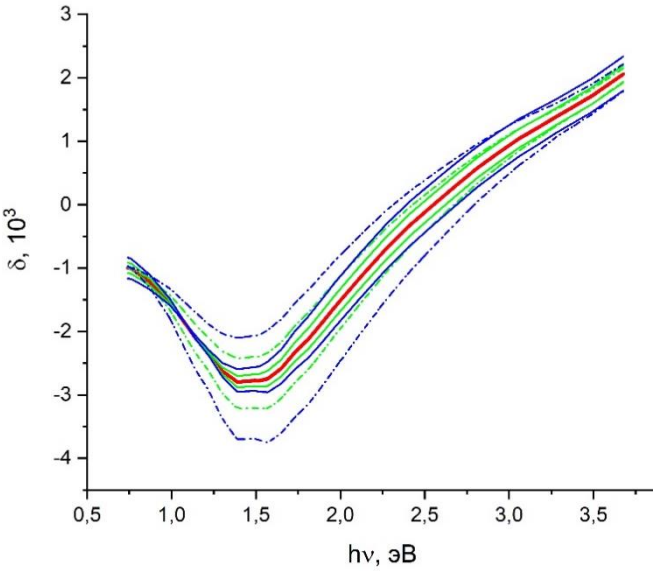


Рис. 1. Изменение сигнала экваториального эффекта Керра (ЭЭК) при варьировании значений ε и γ пермаллоя в пределах 10% (моделирование).
(Пленка пермаллоя 80% Ni – 20% толщиной 20 нм, угол падения света 73°, ε из работы [1]. Центральная красная кривая при значении γ, определенном из многоугловых измерений ЭЭК. Остальные кривые получены при изменении действительной или мнимой компонент ε или γ на +/- 10%)

Подобные отличия для пленок одинаковой толщины, но изготовленных в разных технологических циклах, наблюдаются и в экспериментах. Так, на рис. 2 приведены спектральные зависимости ТКЕ для пленок пермаллоя (80% Ni – 20% Fe), толщиной 20 нм на подложках 1 – кремний, 2 – стекло. Для расчетных зависимостей значения диэлектрической проницаемости пермаллоя брались из [1], а магнитооптический эффект рассчитывался по результатам многоугловых измерений для конкретных образцов. Отметим, что общий ход зависимости сохраняется. То есть изменение параметров пермаллоя в двухслойной системе может изменить величину эффекта, но не его спектральную зависимость.

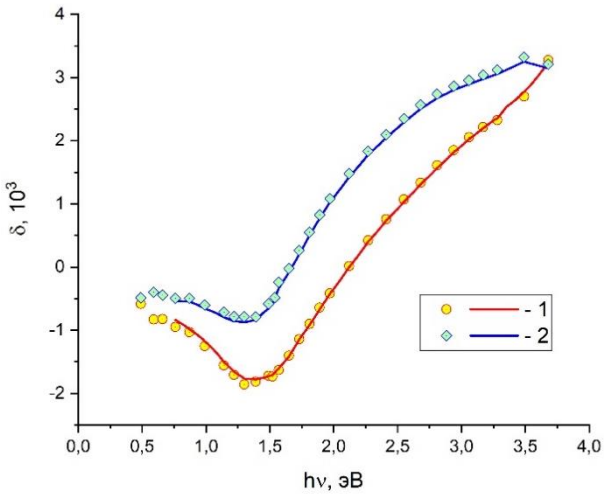


Рис. 2. Спектральные зависимости ЭЭК для пленок пермаллоя, изготовленных в различных партиях (значки – эксперимент, сплошные линии – расчет).

При напылении на пленку пермаллоя тонкой пленки из немагнитного металла естественно ожидать с ростом ее толщины снижения сигнала ЭЭК. Это подтверждают и численные расчеты, основывающиеся на выражениях, полученных в [2]. В качестве

напыленного на пермаллой металла был взят тантал (Та). Результаты расчетов ЭЭК для толщин Та от 0,5 до 10 нм приведены на рисунке 3. Там же значками показаны экспериментальные результаты измерения ЭЭК для пленки пермаллоя и покрытой пленкой тантала толщиной 10 нм. Важно отметить, что рассчитанные спектральные зависимости и характер влияния пленки Та на величину сигнала ЭЭК сохраняются. Однако, как видно из рис. 3, для структуры с толщиной Та в 10 нм в эксперименте наблюдается сигнал на порядок превышающий расчетный и, более того, противоположного знака в видимой области спектра. Впервые на эту особенность было указано В. Скидановым [4] при измерениях ЭЭК на белом свете. Подобного рода сильное превышение сигнала пленки с нанесенным слоем тантала на пермаллой, по сравнению с пленкой пермаллоя, наблюдалось в эксперименте и при других толщинах пленки тантала. Данный факт не объясняется простыми интерференционными эффектами, которые были учтены при расчетах.

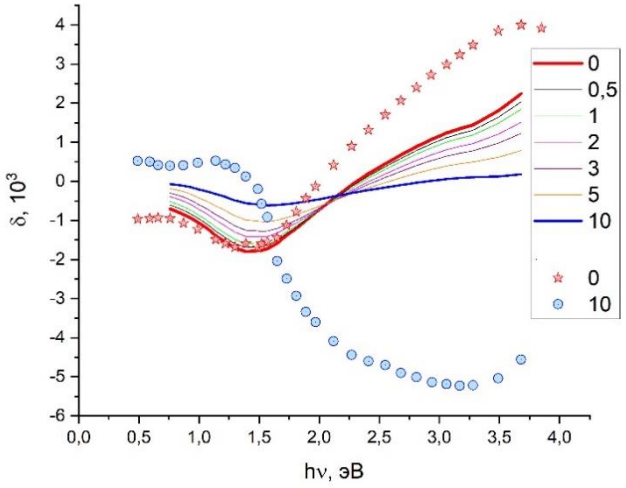


Рис. 3. Спектральная зависимость сигнала ЭЭК для пленки пермаллоя, покрытой слоем Та различной толщины (нм). Сплошные линии – расчет, значки – эксперимент.

Такое необычное поведение, на наш взгляд, может быть связано с эффектом магнитной близости в результате спиновой поляризации 3d состояний Та. Наблюдаемый эффект требует дальнейших исследований.

Список использованной литературы:

1. K. K. Tikuišis, L. Beran, P. Cejpek, K. Uhlířová, J. Hamrle, M. Vaňatka, M. Urbánek, M. Veis. Optical and magneto-optical properties of permalloy thin films in 0.7-6.4 eV photon energy range, Mater. Des. 114, 31-39 (2017).
2. Маевский В.М. Теория магнетооптических эффектов в многослойных системах с произвольной ориентацией намагниченности. ФММ. 1985; 50 (2): 213-219.
3. Ганьшина Е.А., Гаршин В.В., Перова Н.Н., Припеченков И.М., Юрасов А.Н., Яшин М.М., Рыльков В.В., Грановский А.Б. Магнитооптическая керр-спектроскопия нанокомпозитов. ЖЭТФ. 2023; 164 (4): 662–672.
4. Skidanov V. A. Proximity induced long-range transformation of transverse magneto-optical Kerr effect in bilayers of magnetic and normal transition metals. EASTMAG conference – 2022.

УДК 537.623, 537.632

Магнитные и магнитооптические свойства феррожидкостей на основе наночастиц ферритов CoNi

Кувандиков О.К.

д.ф.-м. н., профессор кафедры общей физики СамГУ

Перов Н.С.

д.ф.-м. н., профессор кафедры магнетизма МГУ

Макарова Л.А.

к.ф.-м. н., ассистент кафедры магнетизма МГУ

Имамназаров Д.Х.

к.ф.-м. н., доцент кафедры общей физики СамГУ

Киргизов С.Э.

аспирант кафедры общей физики СамГУ

Аннотация. *Проведены исследования магнитных и магнитооптических свойств (фарадеевское вращение) магнитных жидкостей на основе наночастиц ферритов* $Co_xNi_{1-x}Fe_2O_4$ *(x=1, 0.75, 0.5, 0.25, 0). Обнаружено, что величина фарадеевского вращения в различных жидкостях с увеличением напряженности магнитного поля коррелирует с величиной намагниченности самой жидкости. При этом наблюдается немонотонность при замещении кобальта никелем в наночастицах феррита.*

Ключевые слова: *магнитная жидкость, наночастицы ферритов, намагниченность, Фарадеевское вращение.*

Magnetic and magneto-optic properties of Co-Ni ferrofluids

Kuvandikov O.K.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of physics Samarkand state University

Perov N.S.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism Moscow State University

Makarova L.A.

PhD, assistant professor of the Department of Magnetism, Moscow state University

Imamnazarov D.H.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of physics, Samarkand state University

Kirgizov S.E.

PhD student, Department of physics, Samarkand state University

Annotation. *Magnetic and magneto-optical properties (Faraday rotation) of magnetic liquids based on $Co_xNi_{1-x}Fe_2O_4$ ferrite nanoparticles (x=1, 0.75, 0.5, 0.25, 0) have been investigated. It was found that the magnitude of Faraday rotation in different liquids with increasing magnetic field strength correlates with the magnitude of magnetization of the liquid itself. A non-monotonicity is observed for cobalt substitution by nickel in ferrite nanoparticles.*

Keywords: *magnetic fluid, ferrite nanoparticle, magnetization, Faraday rotation.*

Магнитная жидкость (МЖ) представляет собой коллоидную суспензию, состоящую из ферро- или ферримагнитных частиц, стабилизированных в жидкости - носителе [1]. Физические свойства МЖ на основе 3d-металлических наночастиц активно изучаются в связи с возможностями их практического применения в медицине [2], технике и других областях. Магнитные наночастицы, их тип, размер и форма определяют магнитные свойства феррожидкостей. Магнитные жидкости интересны не только с точки зрения развития широкого спектра приложений, но и с фундаментальной точки зрения [3]. Представляют интерес магнитные жидкости на основе неметаллических частиц, в частности ферритов. Нами были проведены исследования свойств магнитных жидкостей на основе наночастиц ферритов $Co_xNi_{1-x}Fe_2O_4$ (x=1, 0.75, 0.5, 0.25, 0). Зависимости намагниченности от магнитного поля измерялись при комнатной температуре методом вибрационного магнитометра. Для измерений жидкость помещалась в стеклянный капилляр, концы которого закрывались парафиновыми пробками. Длина капилляра достигала 8-10 мм, внутренний диаметр 0.5 мм Результаты измерений представлены на рис. 1.

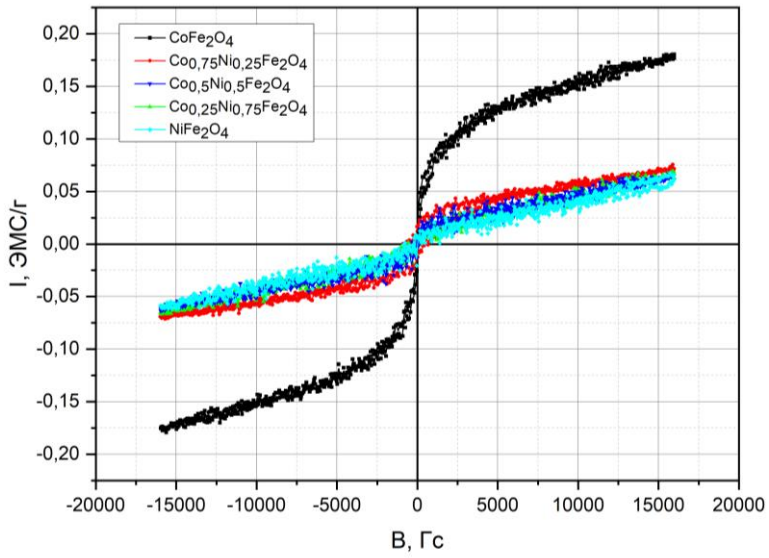


Рис.1. Петли гистерезиса магнитных жидкостей на основе наночастиц феррита $Co_xNi_{1-x}Fe_2O_4$ (x=1, 0.75, 0.5, 0.25, 0).

Магнитооптический эффект Фарадея в магнитных жидкостях имеет важное значение для ряда практических приложений и изучается с большим интересом [4,5]. Для интерпретации результатов измерений Фарадеевского вращения в МЖ применяется следующая общеизвестная формула:

$$\theta(B) = C\frac{M(B)}{M_S} + VBL \qquad (1)$$

Из выражения (1) следует, что Фарадеевское вращение в МЖ определяется двумя вкладами. Первое слагаемое представляет собой величину, зависящую от намагниченности M(B) магнитных частиц, где C – константа, которая зависит структуры наночастиц, M_S – величина намагниченности насыщения. Второе слагаемое представляет собой величину, зависящую от коэффициента Верде V, внешнего магнитного поля B и толщины слоя магнитной жидкости L в направлении луча [6].

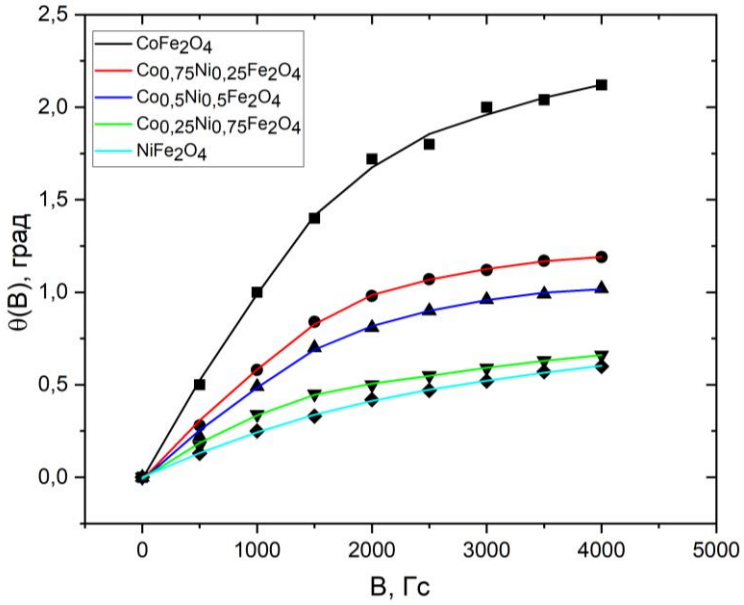


Рис.2. Угол Фарадеевского вращения в магнитных жидкостях на основе частиц $Co_xNi_{1-x}Fe_2O_4$ (x=1, 0.75, 0.5, 0.25, 0).

На рис. 2 показаны полевые зависимости Фарадеевского вращения для МЖ на основе $Co_xNi_{1-x}Fe_2O_4$ (x=1, 0.75, 0.5, 0.25, 0) в интервале магнитных полей от 0 до 4000 Гс. Отклонения от линейного поведения зависимостей на графиках (см. Рис. 2.) в области значений внешнего магнитного поля 1500-2000 Гс свидетельствуют о том, что в этих полях происходит уменьшение первого слагаемого уравнения (1), которое зависит от намагниченности. В более сильных полях Фарадеевское вращение меняется в основном за счет второго члена уравнения (1), и он сильно зависит от длины цепочек магнитных наночастиц. Под действием магнитного поля цепочки частиц вытягиваются вдоль направления поля и направления распространения луча поляризованного света, что приводит к увеличению Фарадеевского вращения.

На начальном участке рис.1. и рис.2. полевых зависимостей Фарадеевского вращения и криво намагниченностей линейно зависит от приложенного поля, причем этот линейные участки имеют большой интервал для МЖ на основе $CoFe_2O_4$. Это связано с тем, что намагниченность феррожидкости на основе Co больше, чем у феррожидкости на основе Ni. По той же причине и магнитооптический сигнал для МЖ на основе $CoFe_2O_4$ значительно больше, чем для других исследованных МЖ при эквивалентной концентрации ферромагнитных частиц. Увеличение содержания кобальта в ферритовых частицах приводит практически к монотонному увеличению намагниченности и магнитооптического эффекта Фарадея в магнитных жидкостях.

Список использованной литературы:

1. Rosensweig, R.E., Ferrohydrodynamics, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985.
2. Sharifi I., Shokrollahi H., and Amiri S.// Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2012. – Vol. 324, Issue 6. – p. 903-915.
3. Stan C., Cristescu C.P., Balasoiu M., Perov N., Duginov V.N., Mamedov T.N., Fetisov L. // U.P.B. Sci. Bull., Series A, – 2011. – Vol. 73, Issue 3. – p. 117-124.
4. Girich A.A., Polevoy S.Y., Tarapov S.I., Merzlikin A.M., Granovsky A.B., Belozorov D.P.//Solid State Phenomena. – 2012. - Vol. 190. – p. 365-368.
5. Babukutty B., Deepalekshmi P., Nair S., Thomas S. //Results in Materials. – 2023. – Vol. 17, № 1. Art. No 100382.
6. Кувандиков О.К., Киргизов С.Э. //Известия РАН. Серия физическая. – 2024. – Том 88. № 7. (в печати).

УДК 537.635

Фотоиндуцированная магнитная анизотропия и ферромагнитный резонанс в эпитаксиальных пленках граната железа

Полулях С.Н.

д.ф.-м.н., профессор, Физико-технический институт КФУ

Авдеенко Д.В.

магистрант, Физико-технический институт КФУ

Семук Е.Ю.

м.н.с., Физико-технический институт КФУ

Холин А.А.

аспирант, Физико-технический институт КФУ

Ветошко П.М.

к.ф.-м.н., в.н.с., Физико-технический институт КФУ

Бержанский В.Н.

д.ф.-м.н., профессор, Физико-технический институт КФУ

Белотелов В.И.

д.ф.-м.н., профессор РАН, Физико-технический институт КФУ

Аннотация. *В работе приводятся результаты экспериментального исследования фотоиндуцированной магнитной анизотропии в эпитаксиальных пленках катион-замещенных гранатов железа. Показано, что фотоиндуцированное подавление вклада кубической анизотропии зависит от направления света в кристалле. Продемонстрирована фотоиндуцированная модификация спектров ферромагнитного резонанса при линейном и нелинейном возбуждении. Рассмотрены эффекты, связанные с пространственно неоднородным освещением образца.*

Ключевые слова: *магнитные пленки, гранаты железа, магнитная анизотропия, ферромагнитный резонанс, фотомагнитные эффекты*

Photoinduced magnetic anisotropy and ferromagnetic resonance in epitaxial films of iron garnet

Polulyakh S.N.

Dr. Sc., professor, Institute of Physics and Technology CFU

Avdeenko D.V.

master's student, Institute of Physics and Technology CFU

Semuk E.Yu.

researcher, Institute of Physics and Technology CFU

Kholin A.A.

postgraduate, Institute of Physics and Technology CFU

Vetoshko P.M.

Ph.D., researcher, Institute of Physics and Technology CFU

Berzhansky V.N.

Dr. Sc., professor, Institute of Physics and Technology CFU

Belotelov V.I.

Dr. Sc., professor, Moscow State University

Annotation. *The results of experimental studies of photoinduced magnetic anisotropy in epitaxial films of cation-substituted iron garnets are presented. It is shown that photoinduced suppression of the contribution of cubic anisotropy depends on the direction of light wavevector in the crystal. Photoinduced modifications of ferromagnetic resonance spectra under linear and nonlinear excitation are demonstrated. The effects associated with spatially inhomogeneous illumination of the sample are considered.*

Keywords: *magnetic films, iron garnets, magnetic anisotropy, ferromagnetic resonance, photomagnetic phenomena*

В гранатах железа, содержащих примеси Si, Co, Ca, Ni или Pb экспериментально наблюдается изменение магнитной анизотропии в результате действия оптического излучения. Имеет место как зависящий, так и не зависящий от направления поляризации света эффект фотоиндуцированной магнитной анизотропии, который регистрируется по модификации спектров ферромагнитного резонанса (ФМР), изменению доменной структуры или магнитной восприимчивости. Изменение магнитной анизотропии обусловлено модификацией валентного состояния ионов и, как следствие, перераспределением по кристаллическим позициям ионов с различной спин-орбитальной связью.

Регистрацию фотоиндуцированной модификации магнитной анизотропии в эпитаксиальных пленках висмут замещенного феррита граната иттрия в работе [1] предложено проводить с использованием магнитооптического эффекта Фарадея. В случае пленок с анизотропией типа легкая плоскость кристаллическая кубическая анизотропия приводит к выходу намагниченности из плоскости образца. Зависимость нормальной компоненты намагниченности $M_\perp$ от направления внешнего магнитного поля в плоскости пленки (111) регистрируется по эффекту Фарадея с помощью измерительного лазера (мощность 0.5 мВт, длина волны 635 нм). Дополнительное освещение пленки с помощью лазера накачки (максимальная мощность 40 мВт, длина волны 635 нм) приводит к уменьшению выхода намагниченности из плоскости пленки. Установление равновесного значения $M_\perp$ хорошо описывается экспоненциальным законом

$$M_\perp(t) = M_0 - M_l(1 - \exp(-t/\tau)). \quad (1)$$

Фотоиндуцированный вклад M_l и скорость релаксации τ^{-1} растут при увеличении мощности оптической накачки и зависят от направления волнового вектора световой волны в кристалле. При комнатной температуре время релаксации τ лежит в пределах десятков секунд. При фиксированном направлении световой волны накачки M_l и τ^{-1} слабо зависят от направления поляризации света. Изменения M_l и τ^{-1} вследствие изменения направления поляризации составляют не более 10% от изменения этих величин при изменении направления света в кристалле.

При выключении оптической накачки намагниченность возвращается к первоначальному значению по экспоненциальному закону с временем релаксации $\tau = 22 \pm 1$ с независимо от исходного направления волнового вектора световой волны. Экспериментально наблюдаемые времена релаксации (десятки секунд) свидетельствуют о вкладе эффектов фотоиндуцированной магнитной анизотропии, в отличие от оптомагнитных эффектов (Фарадея и Коттона-Мутона), для которых характерна более быстрая временная шкала.

В работе [2] сообщается о фотоиндуцированной модификации спектров ФМР в эпитаксиальных пленках висмут-замещенного феррита граната иттрия при комнатной температуре. Эксперименты проводились в слабых, близких к переходу в полидоменное состояние, магнитных полях, ориентированных в плоскости пленки (111), а излучение лазера накачки прикладывалось вдоль нормали к плоскости пленки.

Использование частотной развертки для регистрации ФМР спектров позволило обнаружить моды упругих колебаний по толщине эпитаксиальной структуры пленка-подложка. Возбуждение упругих колебаний осуществляется за счет магнитоупругой связи в ферримагнитной пленке. Оказалось, что оптическая накачка приводит не только к подавлению кубической анизотропии, но и к уменьшению величины модуляции ФМР спектров модами упругих колебаний. Наблюдаемые явления обусловлены изменением распределения ионов с различной величиной спин-орбитальной связи по кристаллическим позициям структуры граната.

Эффекты фотоиндуцированной модификации спектров ФРМ наблюдались в работе [2] при направлении внешнего магнитного поля в плоскости образца. Оказалось, что и при направлении внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости пленки оптическая накачка также приводит к модификации ФМР спектров (рис. 1).

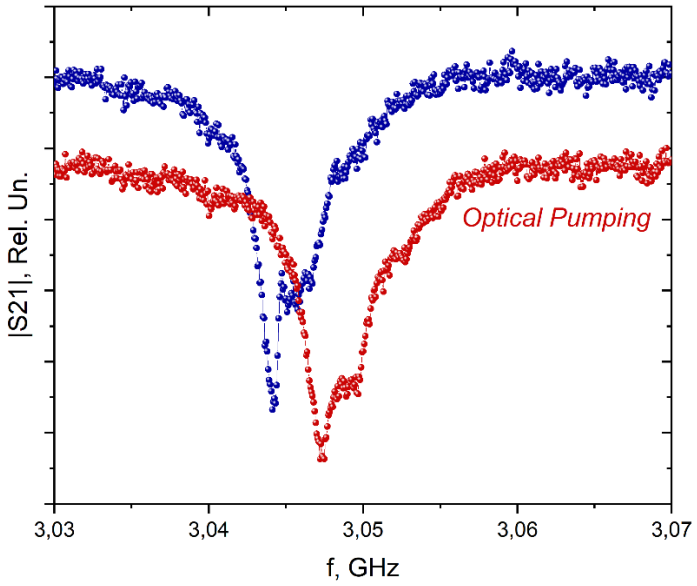


Рис. 1. Влияние оптической накачки на частотную зависимость коэффициента пропускания S_{21} полосковой линии с образцом пленки железо-иттриевого граната при мощности накачки -8 dBm

В работе [2] регистрация ФМР спектров осуществлялась в линейном (по величине переменного магнитного поля) режиме. Для эпитаксиальных пленок железоиттриевого феррита граната с узкой, порядка 5 МГц, шириной линии ФМР увеличение мощности

возбуждения приводит к регистрации нелинейных спектров ФМР при направлении внешнего поля перпендикулярно плоскости пленки. При освещении образца с помощью лазера накачки вдоль нормали к плоскости пленки экспериментально наблюдается смещение спектра в высокочастотную область. Наблюдаемая модификация спектров ФМР обусловлена фотоиндуцированной магнитной анизотропией.

Рассмотренная выше фотоиндуцированная модификация линейных и нелинейных спектров ФМР наблюдалась при освещении большей части образца. Фактически, область светового пятна представляла собой окружность, вписанную в образец с формой, близкой к квадратной. Представляется интересным рассмотреть модификацию спектров ФМР при размере светового пятна, малом, по сравнению с размерами образца.

Эксперименты при неоднородном освещении проводились на образе эпитаксиальной пленки катион-замещенного граната железа толщиной 7 мкм и размером 10 х 11 мм. Диаметр светового пятна на поверхности пленки составлял примерно 1 мм. С помощью векторного анализатора цепей измерялась частотная зависимость коэффициента S_{21} полосковой линии с образцом эпитаксиальной пленки катион-замещенного граната железа. Постоянное магнитное поле прикладывалось в плоскости пленки, а засветка проводилась в разных участках образца. Оказалось, что зарегистрированный частотный спектр модифицируется при включении оптической накачки, а характер модификации зависит от положения светового пятна на поверхности образца.

Для анализа полученных результатов использована искусственная нейронная сеть, реализованная на языке программирования Python с использованием библиотек Keras. Для обучения сети использовались размеченные данные. Один экземпляр данных представлял собой массив значений модуля S_{21} в заданном частотном интервале и координаты светового пятна на плоскости пленки. Обученная сеть с достаточно хорошей точностью выдавала координаты светового пятна по частотному спектру $|S_{21}|$.

Таким образом, эффекты фотоиндуцированной магнитной анизотропии приводят к модификации спектров ФМР при неоднородном освещении образца, а характер модификации спектров зависит от положения светового пятна на поверхности образца.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 23-62-10024.

Список использованных источников:

1. Polulyakh S.N., Avdeenko D.V., Berzhansky V.N. at al. Light-modified cubic anisotropy in (111) epitaxial films of impure iron garnet // Book of Abstracts of International Conference “Functional Materials” (ICFM-2023). – 2023. – P. 29-30.

2. Полулях С.Н., Семук Е.Ю., Звездин А.К. и др. Индуцированная светом модификация спектров ФМР пленки висмут-замещенного феррита-граната иттрия // Письма в ЖЭТФ. – 2022. – Т. 115, В. 4. – С. 224-229.

УДК 537.632

Эффекты Фарадея и Керра в сверхтонких пленках Bi-замещенного железоиттриевого граната

Телегин А.В.

к.ф-м.н., зав. лабораторией, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Лобов И.Д.

д.ф-м.н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Носов А.П.

д.ф-м.н., заместитель директора, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Сухоруков Ю.П.

д.ф-м.н., г.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Работа посвящена изучению особенностей магнитооптических эффектов Фарадея и Керра в синтезированных пленках Bi-замещенного железоиттриевого граната толщиной менее 50 нм. Определены величины релаксационного слоя в интерфейсе пленка-подложка и показана его роль в формировании эффектов Фарадея и Керра в наноразмерных пленках. Показано, что при исключении вклада от подложки спектральные и полевые зависимости магнитооптических эффектов в пленках толщиной выше критической соответствуют данным для объёмных материалов.*

Ключевые слова: *эффект Фарадея, полярный эффект Керра, железоиттриевый гранат, критическая толщина, интерфейс пленка-подложка*

Faraday and Kerr effects in ultrathin Bi-substituted yttrium-iron garnet films

Telegin A.V.

Ph.D., head of the laboratory, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Lobov I.D.

Professor, senior scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Nosov A.P.

Professor, deputy director, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Sukhorukov Yu.P.

Professor, leading scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics UB of RAS

Annotation. *The work is dedicated to the study of the features of the magneto-optical Faraday and Kerr effects in nanosized films of Bi-substituted yttrium-iron-garnet. The values of the relaxation layer in the film-substrate interface are determined and its role in the formation of the Faraday and Kerr effects in nanoscale films is shown. It is demonstrated that, with the exclusion of the contribution from the substrate, the spectral and field dependences of magneto-optical effects in films with a thickness above the critical one correspond to the data for bulk materials.*

Keywords: *Faraday effect, polar Kerr effect, iron yttrium garnet, critical thickness, film-substrate interface*

Изучение магнитооптических эффектов Фарадея (ЭФ) и Керра (ЭК) в сверхтонких ферримагнитных пленках железоиттриевого граната (менее 100 нм) стимулируется актуальными задачами техники, связанными с увеличением магнитооптической (МО) добротности, структурного и магнитного совершенства ключевых компонентов планарных устройств СВЧ- и оптоэлектроники [1]. Известно, что в нанометровом масштабе МО свойства магнетиков могут существенно отличаться от таковых для объёмных материалов. Особую роль в наноразмерных пленках играет критическая толщина интерфейсного слоя, в котором формируется высокая плотность дислокаций и дефектов из-за несоответствия параметров кристаллических решеток пленки и подложки [2-4]. В результате образуется магнито-мертвый слой [5,6], который существенно влияет на МО характеристики пленочных структур.

В настоящей работе методом магнетронного осаждения на переменном токе были получены наноразмерные пленки Bi-допированного железоиттриевого граната (BiYIG) толщиной d=5; 11; 23; 30 и 51 nm на подложках гадолиний-галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG). Толщина полированных подложек составляла d=0.5 mm, шероховатость ~0.5 nm. После осаждения пленки подвергались дополнительной термообработке на воздухе при T=1073 K в течение 3 ч. Толщина пленок определялась с помощью оптического профилометра ZYGO. Анализ данных энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии показал, что пленки имеют состав близкий к $Bi_{0.7}Y_2Fe_5O_{12}$. Шероховатость поверхности пленок по данным атомно-силовом микроскопии составила ~0.7 nm на плоскости 5×5 μm. Для анализа МО свойств тонких пленок использовался эффект Фарадея, дающий информацию об объемных магнитных свойствах структур BiYIG/GGG, а также полярный эффект Керра, дающий информацию о магнитных свойствах поверхности образцов. Эффекты изучались в спектральной области 1.3 eV< E<4.5 eV в магнитных полях до 1 T.

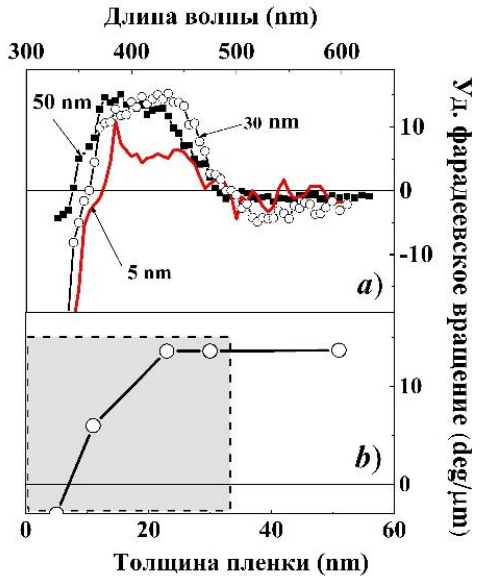


Рис. 1. – спектры удельного Фарадеевского вращения для пленок BiYIG толщиной d=50 nm, 30 nm и 5 nm в поле 0,7 Тесла (a); зависимость величины вращения от толщины пленки на длине волны 400 nm (пунктиром выделена область релаксационного слоя) (b)

Было получено, что все исследуемые пленочные структуры обладают высоким магнитооптическим качеством. Амплитуда, спектральные, а также полевые зависимости магнитооптических эффектов в пленках BiYIG соответствуют литературным данным для

толстых пленок и кристаллов BiYIG (Рис. 1a). Фарадеевское вращение в пленках BiYIG положительного знака и достигает в максимуме ~14 deg/μm в поле 0.7 T. Спектры эффекта Керра пленок имеют вид характерный для толстых пленок, и вращение за вычетом вклада подложки составляет ~5 min при E~3.5 eV в поле 0.4 T. Показано сильное уменьшение МО эффектов с уменьшением толщины пленок.

Оценка критических толщин магнито-мёртвого слоя в интерфейсе пленочных структур BiYIG/ GGG дает порядка 30 nm. При этой толщине происходит полное устранение дислокаций, образованных на поверхности раздела пленка/подложка – прямоугольная область на Рис. 1b. Высокая плотность дислокаций в интерфейсе, а также взаимопроникновение (диффузия) ионов Fe, Ga, Y и Gd, образующая структуры переменного состава приводит к разрушению (разупорядочению) магнитных подрешёток BiYIG, появлению магнито-мёртвого и магнито-пассивного слоев и, следовательно, сильному уменьшению МО эффектов, вплоть до обнуления, в пленках толщиной меньше критической (Рис. 1b).

Для подложек GGG определена постоянная Верде при разных длинах волн, ее полевая зависимость, и отмечены особенности спектров эффектов Фарадея и Керра тонкопленочных структур BiYIG/GGG, обусловленные вкладом подложки GGG с полированной и неполированной обратной стороной. Получено, что величины эффектов Фарадея и Керра для массивных диэлектрических подложек больше или сопоставимы с МО эффектами в наноразмерных пленках BiYIG, что вносит определенные известные парадигмы в конструкцию планарных оптоэлектронных устройств.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобразования и науки РФ тема «Спин» №122021000036–3.

Список использованных источников:

1. Modern magnetooptics and magnetooptical materials / Edit by J.M.D. Coey, D.R. Tilley, IOP Publishing: Bristol, Philadelphia, USA, 1997. – 381 p.
2. J.H. Van der Merwe. Lattice mismatch and bond strength at the interface between oriented films and substrates. In book M.H. Francomber, H. Sato: Single-Crystal Films. Pergamon Press, Oxford, London, 1964. –172 c.
3. Сухоруков Ю.П., Лошкарева Н.Н., Ганьшина Е.А. и др. Влияние изовалентного легирования пленок манганитов $(La_{1-x}Pr_x)_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ ($0<x<1$) на оптические, магнитооптические и транспортные свойства вблизи перехода металл-изолятор // Физика твёрдого тела. – 2004. – Т. 46. – С. 1203.
4. Sukhorukov Yu.P., Nosov A.P., Loshkareva N.N. et al. The influence of magnetic and electronic inhomogeneities on magnetotransmission and magnetoresistance of $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ films // Journal of Applied Physics. – 2005. – V. 97. – P. 103710.
5. Suturin S.M., Korovin A.M., Bursian V.E. et al. Role of gallium diffusion in the formation of a magnetically dead layer at the $Y_3Fe_5O_{12}/Gd_3Ga_5O_{12}$ epitaxial interface // Physical Review Materials. – 2018. – № 2. – P. 104404.
6. Berzhansky V., Mikhailova T., Shaposhnikov A. et al. Magneto-optics of nanoscale Bi:YIG films // Applied Optics. – 2013. – V.52. – № 26. – P. 6599.

УДК 537.662; 004.312.22

О возможности использования ароматических жидкостей для волоконно-оптических линий связи

Эгамов Ш.В.

к.ф.-м.н., старший преподаватель кафедры телекоммуникационный инжиниринг Самаркандского филиала Ташкентского университета информационных технологий

Хидиров А.М.

старший преподаватель кафедры телекоммуникационный инжиниринг Самаркандского филиала Ташкентского университета информационных технологий

Мирзокулов Х.Б.

PhD, доцент кафедры телекоммуникационный инжиниринг Самаркандского филиала Ташкентского университета информационных технологий

Рахимов Б.Н.

д.т.н., профессор кафедры системы телерадиовещания Ташкентского университета информационных технологий

Аннотация. *Получены экспериментальные результаты спектров фарадеевского вращения в диапазоне 1,8-3,65 эВ для H_2O, CCl_4, диметиланилина, бензола, нитробензола, о-толуидина, о-анизидина, м-хлоранилина и о-хлоранилина. Полуэмпирические квантово-механические расчеты самосогласованного поля (SCF) с использованием метода MNDO/D для органических молекул были выбраны для оценки электронных спектров в видимом диапазоне для интерпретации экспериментальных результатов. Показано, что магнитооптический отклик образцов меняется не только в зависимости от геометрии. распределения пи-электронов в ароматических жидкостях, но и существенно зависит от их химического состава. Рассмотрены перспективы использования магнитооптических волноводов в качестве логических элементов устройств с возможностью их работы on-line в ВОЛС.*

Ключевые слова: *эффект Фарадея, жидкостные магнитооптические волноводные логические вентили*

On the possibility of using aromatic liquids for fiber-optic communication lines

Egamov Sh.V.

PhD, Senior Lecturer of the Department of Telecommunication Engineering of Samarkand branch of Tashkent University of Information Technologies

Khidirov A.M.

Senior Lecturer of the Department of Telecommunication Engineering of Samarkand branch of Tashkent University of Information Technologies

Mirzokulov Kh.B.

PhD, Associate Professor of the Department of Telecommunication Engineering of Samarkand branch of Tashkent University of Information Technologies

Rakhimov B.N.

Doctor of Technical Sciences, Professor of the Department of TV and Radio Broadcasting of Tashkent University of Information Technologies

Annotation. *Experimental results of Faraday rotation spectra in the range of 1.8-3.65 eV were obtained for H_2O, CCl_4, dimethylaniline, benzene, nitrobenzene, o-toluidine, o-anisidine, m-chloroaniline and o-chloroaniline. Semi-empirical quantum mechanical self-consistent field (SCF) calculations using the MNDO/D method for organic molecules were chosen to evaluate electronic spectra in the visible range for interpretation of experimental results. It is shown that the magneto-optical response of samples varies not only depending on geometry. distribution of pi electrons in aromatic liquids, but also significantly depends on theirchemical composition. The prospects for using magneto-optical waveguides as logical elements of devices with the possibility of their operation on-line in fiber-optic lines are considered*

Keywords: *Faraday effect, liquid magneto-optical waveguide logic gates.*

В настоящее время в прикладных целях все активнее стали применяться органические материалы, как в твердой, так и в жидкой фазе. С целью определения магнитооптических параметров органических углеводородов были проведены экспериментальные исследования ароматических углеводородов в видимой области спектра. Бензол и его производные являются основой многих синтезируемых полимеров, применяющихся в современных устройствах и весьма привлекательны для исследований.

Опыты с ЯМР с молекулами бензола показывают, что делокализованные электроны молекул бензола под воздействием магнитного создают индуцированный кольцевой ток π-электронов.

Собственно, именно такое поведение электронов бензольного кольца и его моно- и дизамещенных производных приводит к достаточно большой магнитооптической добротности органических материалов, поэтому данные образцы были выбраны для более детального исследования авторами работ [1]

Выбранный для исследований органических жидкостей магнитооптический эффект Фарадея происходит при взаимодействии плоско-поляризованной световой волны с веществом в присутствии магнитного поля. Свет после прохождения образца в общем случае становится эллиптически поляризованным с главными осями, повернутыми на некоторый угол относительно плоскости поляризации падающего пучка. При воздействии относительно слабого внешнего поля $\boldsymbol{H}$ фарадеевское вращение можно считать эффектом первого порядка по $\boldsymbol{H}$.

Образцы ароматических жидкостей с бензольными кольцами: бензол, нитробензол, орто-толуидин, орто-анизидин, а также мета- и орто-хлоранилин были очищены путем перегонки и помещены в трубки Вуда. Спектральные магнитооптические свойства образцов были изучены с помощью монохроматора МДР12. Блок схема установки приведена на рис. 1

Исследования магнитооптических спектров проводились на специально выбранной серии образцов с целью определения влияния химического состава и геометрии молекул на величину эффекта Фарадея в видимой области. Как и следовало ожидать, состав атомов в моно- и ди- замещенных производных бензола оказывает достаточно заметное влияние как на оптические, так и на магнитооптические свойства исследованных жидкостей (рис.3).

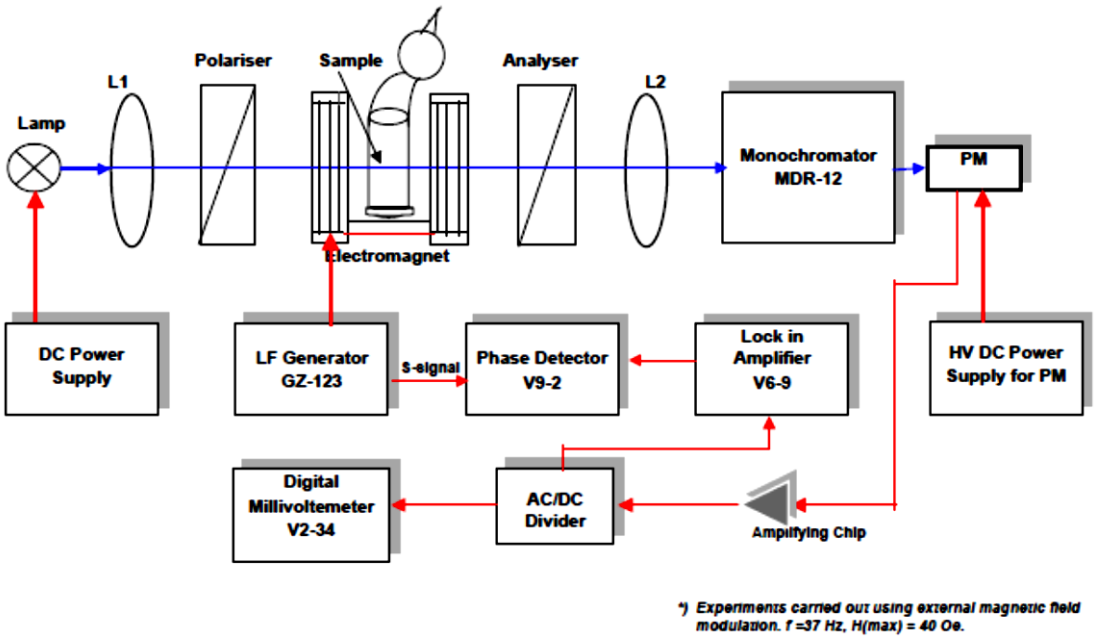


Рис.1 Блок-схема магнитооптической установки для исследования магнитооптических спектров ароматических жидкостей.

Представляло интерес выяснить, как влияет структурная изомерия, обусловленная различным положением ди- замещающих групп бензольного скелета на их магнитооптические свойства. Для этого были выбраны образцы хлоранилина в орто- и мета- состояниях. Полученные результаты для данных образцов представлены на рис. 2.

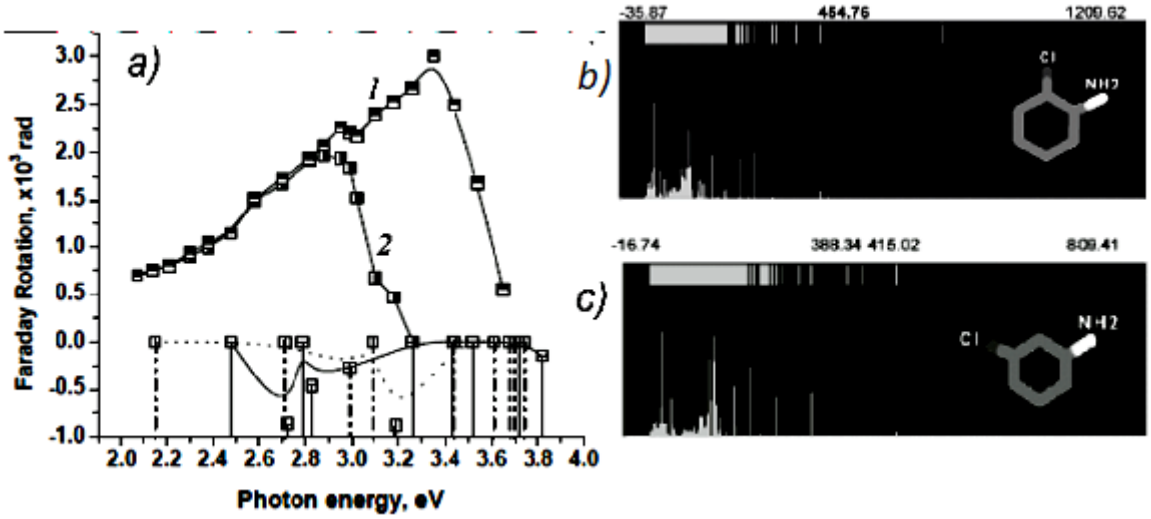


Рис.2 Магнитооптические спектры фарадеевского вращения для о-хлоранилина (2a, кривая 1) и м-хдоранилина (21a, кривая 2) и их расчетные энергетические спектры 2b и 2c (без учета влияния магнитного поля).

Анализ полученных данных показывает, что на энергетические спектры исследованных молекул оказывает сильное влияние не только химический состав, но и само расположение замещающих групп относительно друг друга. Еще более заметно это влияние на магнитооптические свойства изомеров.

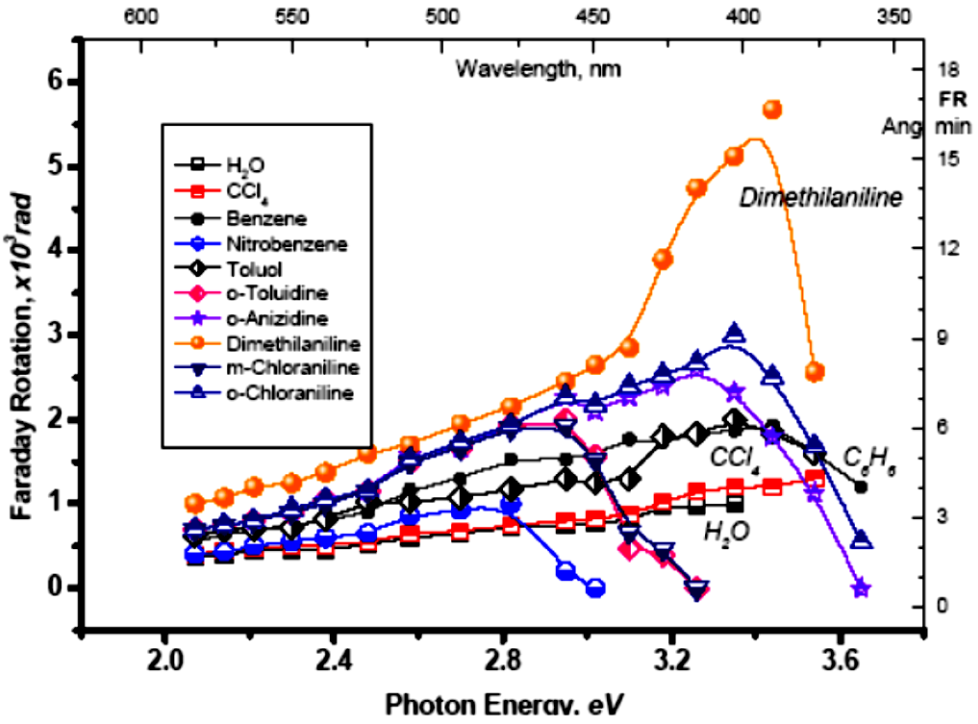


Рис.3 Эффект Фарадея в некоторых жидкостях

По результатам исследования магнитооптических спектров приведенным на рис.3 можно сделать вывод, что магнитооптическая добротность органических жидкостей вполне достаточна для их использования в прикладных целях.

Целью данной статьи является, скорее, формулирование магнитооптических задач, связанных с применением ароматических жидкостей в современных областях связи и хранения данных, а не подробное объяснение всего их поведения. Наиболее реалистичными устройствами являются магнитооптические волокна и выбор использования магнитооптики для управляемых вентилей ИЛИ и НЕ. для обработки данных [2]. Здесь мы лишь вкратце изложим некоторые идеи таких приложений.

Давайте проведем некоторые элементарные расчеты для соленоидного магнита, используя волокно длиной 1 сантиметр и диаметром 100 микрон с наружным диаметром и сердцевиной, заполненной подходящей ароматической жидкостью, в качестве образца для магнитооптического прибора. Если подать ток около *0,1А* на проволочную катушку диаметром *0,2* мм (с магнитооптическим волокном, имеющим вышеуказанные параметры), то эффект Фардея может быть отрегулирован отрегулирован в диапазоне 30°-45° (угловых) в зависимости от природы образца. Это означает, что мы можем без особых проблем использовать в целях связи такие органические материалы, как магнитооптические модуляторы и изоляторы.

Список использованных источников:

1. Egamov S. Experimental study of the nagneto optical Faraday rotation spectra in some aromatic liquids. // Frontiers in optics. OSA Technical Digest (CD). Optical Society of America – 2006 – Paper FWR6. ISBN 52-818-71_557

2. Ш.В. Эгамов, А.М. Хидиров, Х.А. Жуманов. Волноводые логические вентили для магнитооптических кубитов//Письма в ЖТФ – 2020, – т. 46 – вып. 19 – с. 7-10. DOI:10.21883/PJTF19.5003518058

УДК 314.748

Транспортные и магнитные свойства $Ba_xSr_{2-x}FeCoO_6$

Мамедов Д.В.

Научный сотрудник, КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН

Макарченко А.С.

Младший научный сотрудник, КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН

Еремина Р.М.

Ведущий научный сотрудник, КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН

Фазлижанов И.И.

Старший научный сотрудник, КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН

Маити Т.

Профессор, Институт Технологии Индии, Канпур

Аннотация. *Проведены измерения спектров магнитного резонанса керамики $Ba_xSr_{2-x}FeCoO_6$ ($x = 0, 0.1, 0.3, 0.5$) в широком температурном диапазоне выше 300 К. Для температур выше температур магнитного упорядочения, составляющих для образцов с $x = 0.1, 0.3$ и 0.5, соответственно 466, 519 и 472 К, в $Ba_xSr_{2-x}FeCoO_6$ наблюдается изменение формы линий спектра магнитного резонанса, появляется интенсивная линия, связанная с наличием ионов кобальта и железа, связанных сильным обменным взаимодействием. Построены температурные зависимости коэффициента Зеебека и удельной проводимости. Определена энергия активации малого полярона, ответственного за прыжковую проводимость*
Ключевые слова: *двойные перовскиты, ЭПР, эффект Зеебека, электросопротивление.*

Transport and magnetic properties $Ba_xSr_{2-x}FeCoO_6$

Mamedov D.V.

Researcher, KPTI FRC KazSC RAS

Makarchenko A.S.

Junior Researcher, KPTI FRC KazSC RAS

Eremina R.M.

Leading Researcher, KPTI FRC KazSC RAS

Fazlizhanov I.I.

Senior Researcher, KPTI FRC KazSC RAS

Maiti T.

Professor, Indian Institute Technology

Annotation. *The random distribution of magnetic ions, mixed valence, strong electronic correlations and unusual ordering of charges, leading to unusual features of magnetic ordering, arouse scientific interest in Ludwigite samples. The results of measurements of the EPR spectra, thermal EMF and temperature dependence of electrical resistance are presented. Magnetic resonance spectra of $Ba_xSr_{2-x}FeCoO_6$ ceramics ($x = 0, 0.1, 0.3, 0.5$) were measured in a wide temperature range above 300 K. A change in the lineshape of the magnetic resonance spectrum is observed at temperatures*

above 466, 519 and 472 K (TC ordering) for samples with x = 0.1, 0.3 and 0.5, respectively. An intense ESR-line appears which is due to the presence of cobalt and iron ions bounded by a strong exchange interaction. Temperature dependencies of Seebeck coefficient and specific conductivity were measured for all samples studied. The activation energy of the small polaron responsible for jump conductivity was determined from temperature dependence of the specific conductivity.

***Keywords**: double perovskite, EPR, Seebeck effect, electrical resistance.*

Введение

Преобразователи тепловой энергии в электрическую, основанные на эффекте Зеебека, уже долгое время рассматриваются как многообещающий вид устройств выработки электроэнергии, обладающих высокой эффективностью. Такие устройства не содержат движущихся частей и способны аккумулировать и преобразовывать в электроэнергию тепло, выделяемое любыми окружающими их источниками. Производительность устройства ТЕ обычно оценивается показателем качества, обозначаемым *ZT*, который определяется внутренними свойствами материала, и выражаемым следующим уравнением:

$$ZT = \frac{S^2\sigma}{\kappa}T = \frac{S^2\sigma}{\kappa_e+\kappa_l}T, \quad (1)$$

где S – коэффициент Зеебека, σ – электропроводность, κ – теплопроводность, а T – температура. Теплопроводность зависит от двух параметров, а именно от электрической теплопроводности (κ_e) и теплопроводности решетки (κ_l). Хороший ТЕ материал с высоким значением ZT требует высокого коэффициента Зеебека.

Двойные перовскиты являются лучшей альтернативой по сравнению с халькогенидами для высокотемпературных применений благодаря их низкой стоимости и более высокой стойкости к окислению при лучшей термической стабильности.

Двойные перовскиты $A_2B'B''O_6$ очень легко поддаются модификации состава, благодаря чему, используя различные типы катионов в позициях B'' и B', можно менять их электрические, магнитные и термические свойства. Кроме того, эти материалы имеют сложную кристаллическую структуру, способную включать в состав множество катионов, которые могут выступать в качестве центров рассеяния фононов, необходимых для низкой теплопроводности решетки. Также двойные перовскиты изучаются благодаря наличию высокого магнитосопротивления и мультиферроических свойств.

Целью данной работы является изучение магнитных и термоэлектрических свойств соединений $Ba_{2-x}Sr_xFeCoO_6$ методом электронного парамагнитного резонанса, измерение термоэлектричеких параметров, определение температур фазового перехода.

Экспериментальные результаты

Спектры электронного спинового резонанса измерялись на спектрометре Varian_E-12 на частоте 9.4 ГГц с азотным продувом и температурным контроллером в диапазоне температур от 25 до 600 К (см. рисунок 1-2). Как видно из рисунка, в образцах начиналась наблюдаться интенсивная линия ЭПР выше температуры 466К, 519К, 472К для образцов с x=0.1, 0.3 и 0.5, соответственно. Мы связываем данные температуры с фазовым переходом в керамике из упорядоченного состояния в парамагнитное. Наличие дополнительных линий, интенсивность которых много меньше, связываем с беспорядком в образце и наличием неупорядоченных областей, которых особенно много в образце с x=0, для которого вторая линия появляется при температуре 472 К.

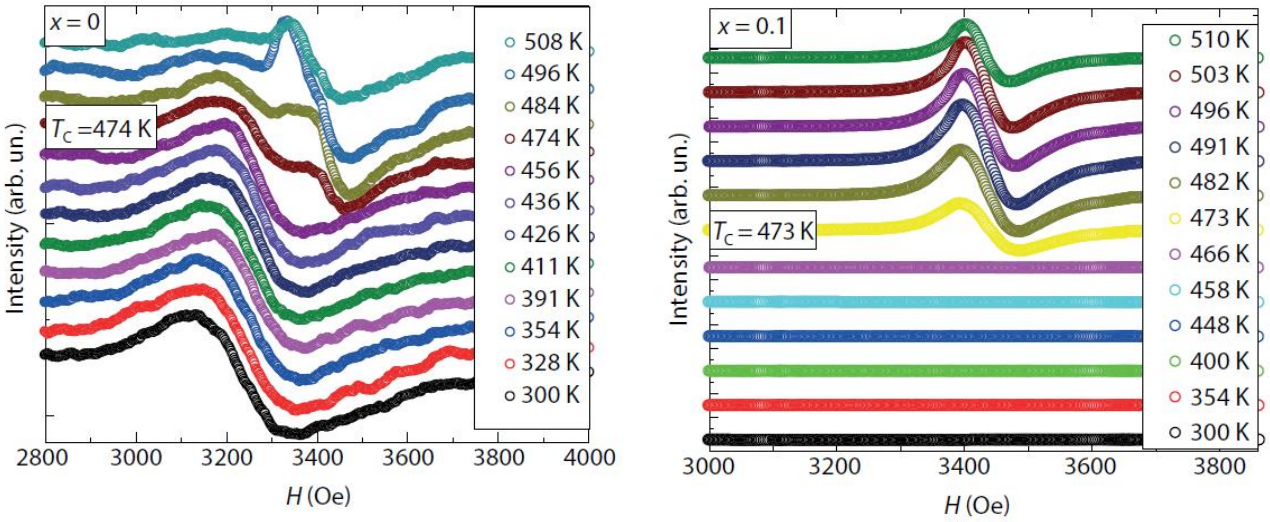


Рисунок 1. Вид спектров ЭПР в образцах $Ba_xSr_{2-x}FeCoO_6$, где x = 0.0; 0.1

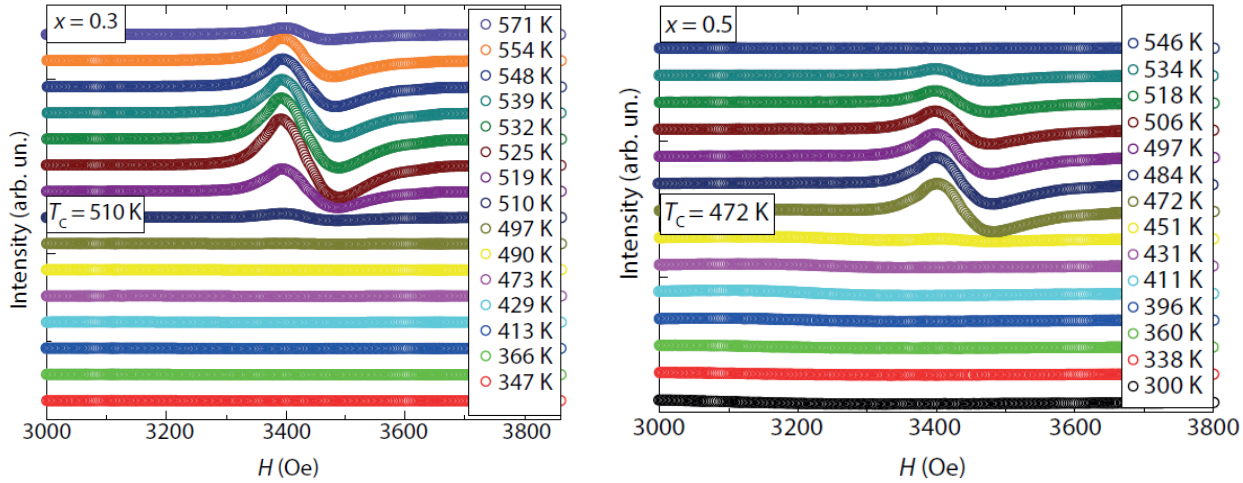


Рисунок 2. Вид спектров ЭПР в образцах $Ba_xSr_{2-x}FeCoO_6$, где x = 0.3; 0.5

Также была измерена зависимость коэффициента Зеебека от температуры в диапазоне 275-600К. Измерения производились при помощи зажима между подогреваемыми платиновыми электродами, разница температур между горячим и холодным спаем везде составляет 50К. Температура на рисунке 3 является температурой холодного спая.

Дополнительно был измерен температурный коэффициент электросопротивления в области температур от 300 до 560К.

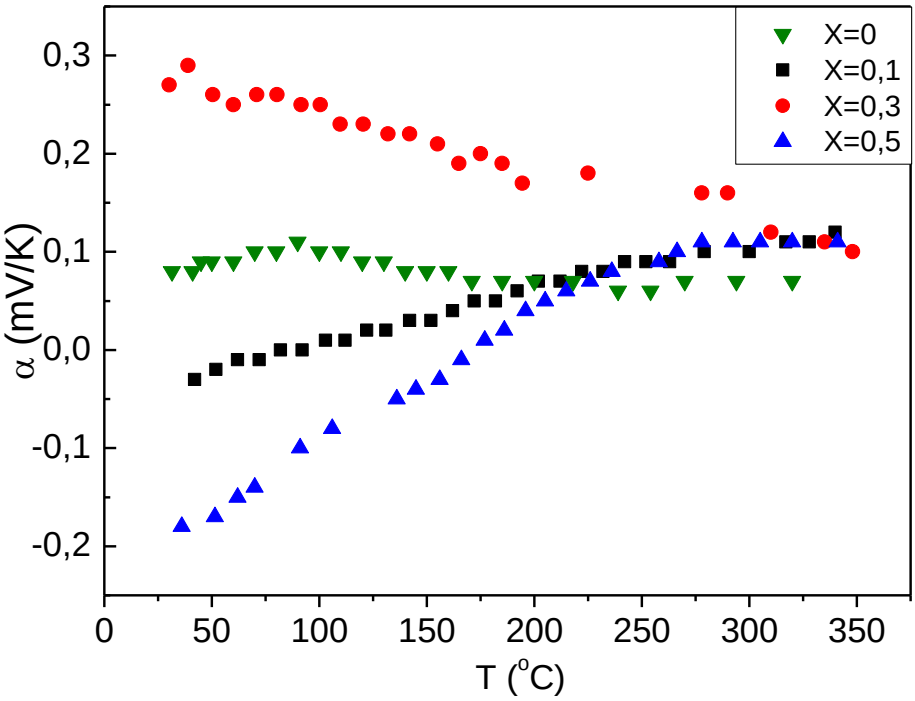


Рисунок 3. Зависимость коэффициента Зеебека от температуры серии образцов $Ba_xSr_{2-x}FeCoO_6$, где x = 0.0; 0.1; 0.3; 0.5.

Заключение.

В настоящей работе проведены исследования высокотемпературных свойств керамики двойных перовскитов $B_xSr_{2-x}FeCoO_6$ (x=0, 0.1, 0.3, 0.5), синтезированной методом твердофазного синтеза. Проведены температурные зависимости спектров ЭПР, коэффициента Зеебека, удельного сопротивления в температурном диапазоне от 300К до 600К. Некоторые из этих оксидов двойных перовскитов продемонстрировали изменение коэффициента Зеебека, вызванное температурным переключением типа проводимости p–n, которое может быть использовано для разработки новых многофункциональных устройств. Из анализа температурной зависимости удельной проводимости проведена оценка энергии активации носителей заряда с помощью модели прыжковой проводимости малого полярона.

Работа выполнена в рамках гранта РНФ 22-42-02014.

УДК 537.632

Магнитный круговой дихроизм и поглощение кристалла $Na_{0.4}Ho_{0.6}F_{2.2}$ в области *f-f* переходов

Соколов В.В.

к.ф.м.н., н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Малаховский А.В.

д.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Каримов Д.Н.

к.ф.м.н., в.н.с., Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» РАН

Аннотация. *Работа посвящена изучению спектров поглощения и магнитного кругового дихроизма (МКД) кристалла $Na_{0.4}Ho_{0.6}F_{2.2}$. С помощью спектров поглощения и МКД определены и проанализированы температурные зависимости парамагнитной магнитооптической активности f-f переходов в гольмии.*

Ключевые слова: *ионы Ho^{3+}, f-f переходы, магнитный круговой дихроизм.*

Magnetic circular dichroism and absorption of $Na_{0.4}Ho_{0.6}F_{2.2}$ crystal in the region of *f-f* transitions

Sokolov V.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Malakhovskii A.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Karimov D.N.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, Federal Scientific Research Centre «Crystallography and Photonics» of Russian Academy of Sciences

Annotation. *The work is devoted to study of absorption and magnetic circular dichroism (MCD) spectra of $Na_{0.4}Ho_{0.6}F_{2.2}$ crystal. Temperature dependencies of paramagnetic magneto-optical activity of f-f transitions in holmium were determined and analyzed using absorption spectra and MCD.*

Keywords: *Ho^{3+} ions, f-f transitions, magnetic circular dichroism.*

В данной работе измерены спектры оптического поглощения и магнитного кругового дихроизма (МКД) кристалла $Na_{0.4}Ho_{0.6}F_{2.2}$ в области *f-f* переходов $^5I_8 \rightarrow {}^5F_3$, $^5F_2$, $^3K_8$ и $^5G_5$ в ионе гольмия в интервале температур 3.6 – 90 К (пример при 5 К представлен на рис.1).

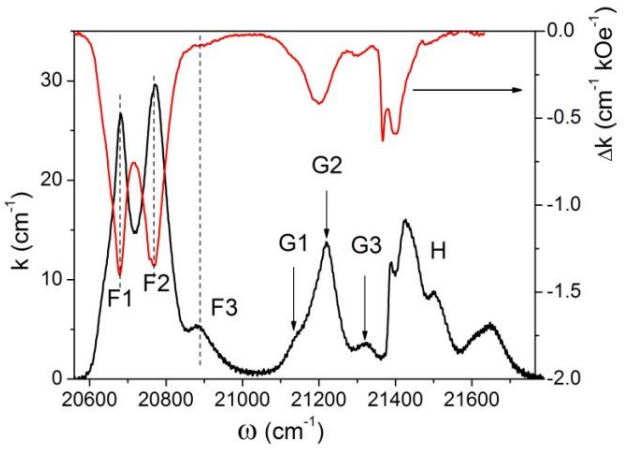


Рис.1. Спектры поглощения (k) и МКД (Δk) кристалла $Na_{0.4}Ho_{0.6}F_{2.2}$ при 5 К в области переходов $^5I_8 \rightarrow {}^5F_3$, $^5F_2$ $^3K_8$ (полосы F, G и H).

Таблица 1. Правила отбора для электродипольных переходов в симметрии C_{4v}.

	A_1	A_2	B_1	B_2	E
A_1	π	0	0	0	σ
A_2	0	π	0	0	σ
B_1	0	0	π	0	σ
B_2	0	0	0	π	σ
E	σ	σ	σ	σ	π

При переходе от свободного атома к октаэдру и далее к симметрии C_{4v} возбужденные состояния иона Ho^{3+} преобразуются следующим образом [1]:

$$\text{F-band: } {}^5F_3\,(J{=}3) \rightarrow T_1 + T_2 + A_2 \rightarrow A_2 + B_1 + B_2 + 2E. \quad (1)$$

$$\text{G-band: } {}^5F_2\,(J{=}2) \rightarrow E + T_2 \rightarrow A_1 + B_1 + B_2 + E. \quad (2)$$

$$\text{H-band: } {}^3K_8\,(J{=}8) \rightarrow A_1 + 2E + 2T_1 + 2T_2 \rightarrow A_1 + 4B_1 + 4B_2 + 4E. \quad (3)$$

$$\text{J-band: } {}^5G_5\,(J{=}5) \rightarrow E + 2T_1 + T_2 \rightarrow A_1 + 2A_2 + B_1 + B_2 + 3E. \quad (4)$$

Согласно правилам отбора табл. 1 и разложений (1, 2 и 4), при низких температурах полосы F и G должны содержать три, а полоса J — пять σ-поляризованных линий при переходах из E-состояния в синглеты, и эти линии должны проявляться в МКД. Эти линии действительно проявляются в полосах F, G и J (рис. 1). π-поляризованные линии не наблюдаются, хотя они могли бы присутствовать в спектрах из-за случайной ориентации кластеров гольмия. В полосе H аналогичного расщепления согласно (3) для переходов в синглеты не наблюдается. По-видимому, это следствие пространственной неоднородности кристалла.

При рассмотрении спектров МКД обнаружено, что при низких температурах спектр МКД имеет парамагнитный вид и практически совпадает со спектром поглощения (рис. 1), а при более высоких температурах начинает преобладать диамагнитный спектр. При 90 К (и выше) МКД переходов F1 и F2 из основного состояния сохраняет парамагнитную форму. Отсутствие диамагнитной составляющей в спектре МКД переходов F1 и F2 из основного

состояния можно объяснить пространственной интеграцией спектра МКД из-за пространственной неоднородности кристалла.

Интегральная по полосе поглощения парамагнитная магнитооптическая активность (МОА) описывается уравнением:

$$c = \frac{\langle \Delta k(\omega) \rangle_0}{\langle k(\omega) \rangle_0} = C \frac{\mu_B H}{k_B (T - \theta)} \qquad (5)$$

Нулевые моменты полос поглощения и МКД и соответствующий параметр «*c*», представленные в (5), были получены в функции от температуры. Постоянная Кюри-Вейсса кристалла $Na_{0.4}Ho_{0.6}F_{2.2}$ θ = -11 К была определена из магнитных измерений [2]. Затем по уравнению (5) находили параметр «*C*» полос поглощения в функции от температуры (рис. 2). Безразмерный параметр «*C*» МОА в (3) не должен зависеть от температуры, если МОА перехода следует (5).

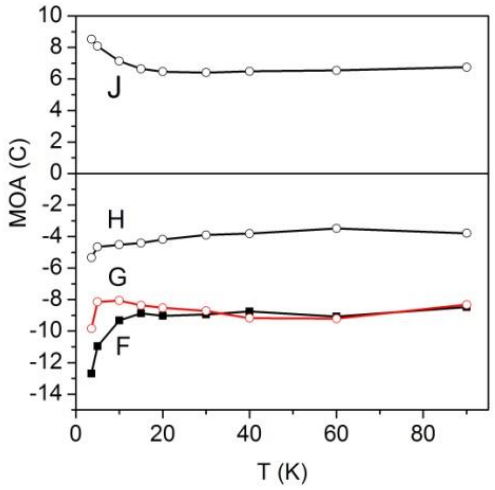


Рис.2. Интегральная магнитооптическая активность полос поглощения кристалла $Na_{0.4}Ho_{0.6}F_{2.2}$

На Рис. 2 наблюдается аномальное поведение МОА полос поглощения при температурах ниже 10 К: они увеличиваются по абсолютной величине с понижением температуры. При этом интенсивность полос поглощения уменьшается с понижением температуры. Это возможно, если наблюдаемые переходы происходят не с самого нижнего уровня, а переходы с самого нижнего уровня являются слабыми. В то же время, чтобы результирующая МОА росла, МОА переходов с нижнего уровня должна быть больше, чем у основных наблюдаемых переходов. Было определено, что этому условию удовлетворяет квазидублет $M_J = \pm 8$.

Список использованной литературы:

1. El'yashevitch M.A., Spectra of rare earths, Moscow, GIT-TL, 1953 (in Russian).
2. Bohigas X., Lluma J., Tejada J., Krivandina E. A., and Sobolev B. P., Magnetic Susceptibility of Sodium Rare-Earth Fluorites $Na_{0.5-x}R_{0.5+x}F_{2+2x}$ (*R* = Dy, Ho, Er, Tm, Yb) and Some Ordered Phases // Crystallography Reports. –2001. – №46. – С. 483–487.

УДК 537.622

Влияние отжига на магнитные свойства нанокристаллических пленок $Fe_{72.4}Ti_{5.4}B_{19.2}O_{3.0}$

Перова Н.Н.

инженер, Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Ганьшина Е.А.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Харин Е.В.

к.т.н., старший научный сотрудник, ИМЕТ им. А.А. Байкова РАН

Гридин Д.М.

аспирант, Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Теджетов В.А.

к.ф-м.н, научный сотрудник, ИМЕТ им. А.А. Байкова

Шефтель Е.Н.

д.т.н., главный научный сотрудник, ИМЕТ им. А.А. Байкова РАН

Грановский А.Б.

д.ф.-м.н., профессор, Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *Приводятся результаты исследования магнитных свойств нанокристаллических пленок $Fe_{72.4}Ti_{5.4}B_{19.2}O_{3.0}$, подвергнутых отжигу в вакууме при 200, 300 и 400^0С. Пленки толщиной 0.52 мкм получены магнетронным осаждением на стеклянные подложки. Измерены петли гистерезиса на вибрационном магнитометре, полевые и спектральные зависимости экваториального эффекта Керра (ЭЭК), визуализированы процессы перемагничивания на магнитооптическом Керровском магнитометре. Получено, что в результате отжига изменяется микроструктура пленки, происходит перераспределения Ti между фазовыми составляющими и протекает процесс кристаллизации аморфной фазы, что проявляется в двухступенчатом процессе перемагничивания за счет образования двух магнитных фаз и в модификации спектров ЭЭК.*

Ключевые слова: *магнитно-мягкие плёнки, петля гистерезиса, экваториальный эффект Керра, магнитооптический Керр магнитометр*

Influence of annealing on magnetic properties of nanocrystalline films $Fe_{72.4}Ti_{5.4}B_{19.2}O_{3.0}$

Perova N.N.

Engineer, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Ganshina E.A.

Dr.Sc., leading researcher, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Harin E.V.

Ph.D., senior researcher, Baikov Institute of Metallurgy and Material Science, RAS

Gridin D.M.

Ph.D student, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Tejetov V.A.

Ph.D., research associate, Baikov Institute of Metallurgy and Material Science, RAS

Sheftel E.N.

Dr.Sc., professor, chief researcher, Baikov Institute of Metallurgy and Material Science, RAS

Granovsky A.B.

Dr.Sc., professor, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *The results of a study of the magnetic properties of nanocrystalline* $Fe_{72.4}Ti_{5.4}B_{19.2}O_{3.0}$ *films subjected to annealing in vacuum at 200, 300 and 400^{0}C are presented. Films 0.52 μm thick were obtained by magnetron deposition on to glass substrates. Hysteresis loops were measured with a vibration sample magnetometer, field and spectral dependences of the transversal Kerr effect (TKE) were measured, and magnetization reversal processes were visualized with a magneto-optical Kerr magnetometer. It was obtained that as a result of annealing, the microstructure of the film changes, redistribution of Ti between phase components and crystallization of amorphous phase occurs which manifests itself in a two-stage process of magnetization reversal due to the formation of two magnetic phases and in modification of the TKE spectra.*

Keywords: *soft magnetic films, hysteresis loop, transversal Kerr effect, magnetooptical Kerr magnetometer*

Плёнки сплавов на основе Fe с нанокристаллической и дисперсно-упрочнённой структурой, получаемые магнетронным осаждением с последующим отжигом, способны обладать высокой намагниченностью насыщения, низкой коэрцитивной силой, высокой магнитной проницаемостью вплоть до ГГц частот, и стабильностью [1, 2], что делает их конкурентными лучшим аморфным нанокристаллическим магнитно-мягкими материалам, получаемым, главным образом, в виде лент закалкой расплава [3]. Структуру и свойства плёнок на основе Feоптимизируют путем варьирования условий и режимов напыления и последующего отжига. Магнитные свойства плёночных сплавов критически зависят от химического и фазового состава материала, от его структуры (размер зерна, микро-деформация в зерне, структура межфазовой границы и др.) и микромагнитной структуры (объёмной и поверхностной). В данной работе в качестве модельной системы выбраны полученные методом магнетронного осаждения пленки состава $Fe_{72.4}Ti_{5.4}B_{19.2}O_{3.0}$, для которых выполнены магнитостатические измерения, а также, используя комплекс магнитооптических методик, исследованы объемные и приповерхностные магнитные свойства, позволившие не только выявить их различие, но и визуализировать процесс перемагничивания.

Образцы в виде пленок, толщиной 0.52 мкм, на стеклянных подложках получены магнетронным осаждением в МИСиС по методике, подробно описанной в [2]. Для сравнения была также получена плёнка нанокристаллического Fe. Образцы отжигались при температуре 200, 300 и 400°C в течение 1 ч в вакууме $2\cdot10^{-4}$ Па. Структурная аттестация образцов до и после отжига выполнена в ИМЕТ им. Байкова. Измерение петель гистерезиса выполнено на вибрационном магнитометре LakeShore 7407. Использовались три магнитооптические методики в геометрии экваториального и меридионального эффектов Керра (ЭЭК/МЭК); 1) измерение полевых зависимостей при разных длинах волн (ЭЭК); 2) измерение спектральных зависимостей ЭЭК в диапазоне 0.5-3.5 эВ; 3) измерение петель гистерезиса и визуализация перемагничивания на магнитооптическом Керр магнитометре Evicomagnetics GmbH,

Германия(МЭК). Все измерения выполнены при комнатной температуре.

На рис. 1 представлены объемные петли гистерезиса, полученные на вибрационном магнитометре, а на рис. 2 петли гистерезиса приповерхностной области (толщиной порядка 20 нм), на которой формируется магнитооптический сигнал. В результате отжига изменяется как объемная, так и приповерхностная форма петли гистерезиса, появляется излом в слабых полях, что говорит о двухступенчатом процессе перемагничивания, то есть возникает дополнительная магнитная фаза. Процесс возникновения этой дополнительной фракции начинается с поверхности, так как “перетяжка” петли гистерезиса более выражена в магнитооптических петлях. По-видимому, наблюдаемые изменения формы поверхностной петли гистерезиса в отожжённых плёнках связаны с процессом частичной кристаллизации при отжиге аморфной фазы, образовавшейся при осаждении плёнок, и перераспределением Ti и B между фазовыми составляющими.

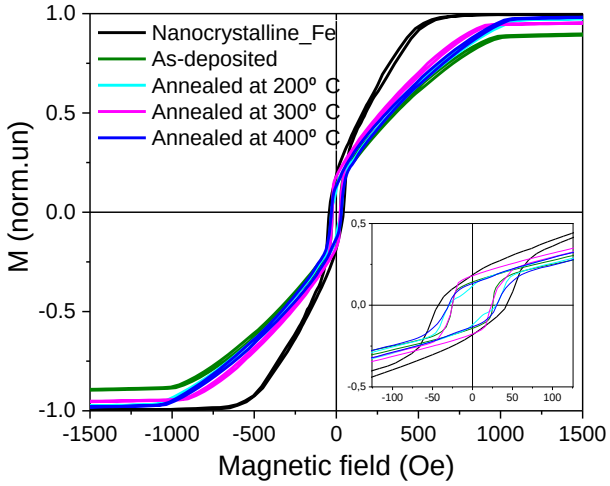


Рис. 1. Объемные петли гистерезиса для нанокристаллического Fe, образца в исходном состоянии и образцов после отжига.

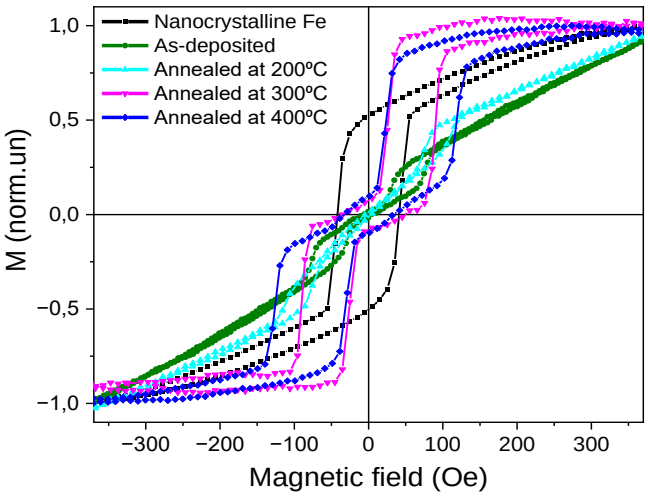


Рис. 2. Приповерхностные петли гистерезиса для нанокристаллического Fe, образца в исходном состоянии и образцов после отжига.

Подтверждением этому могут служить спектральные зависимости ЭЭК (рис.3). При повышении температуры отжига спектр ЭЭК изменяется и характерный для нанокристаллического железа пик при 2.0 эВ становится все более выраженным.

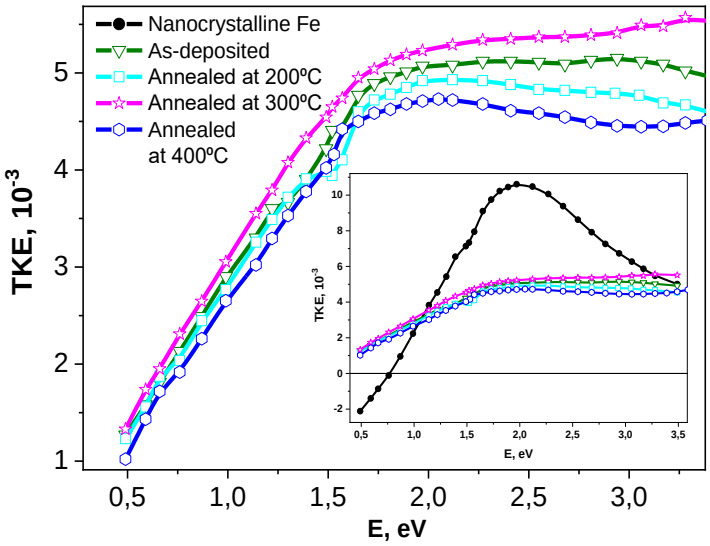


Рис. 3. Спектральные зависимости ЭЭК. На вставке сравнение нанокристаллических пленок $Fe_{72.4}Ti_{5.4}B_{19.2}O_{3.0}$ *со спектром нанокристаллической пленки Fe.*

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-23-00434,https://rscf.ru/project/23-23-00434/.

Список использованных источников:

1. Sheftel E.N., Harin E.V., Tedzetov V.A. etal.FeTiB film materials: Dependence of the magnetic properties and magnetic structure on the phase and structural states // J.Magn.Magn.Mat. – 2022. – Vol.561. – P. 169700.

2. Sheftel E.N., Harin E.V., BobrovskiiS.Yu. et al.FeTiB nanocrystalline films: Static and dynamic magnetic properties in accordance with phase composition and magnetic structure // J. Alloys and Compounds. – 2023. – Vol. 968. –P. 171981.

3. Jifeng Zhou, Junhua You, and Keqiang Qiu, Advances in Fe-based amorphous/nanocrystallinealloys// J. Appl. Phys. – 2022. – Vol. 132. –P. 040702.

УДК 537.622

Изучение динамики доменных границ аморфных лент NiCoSiFeB с помощью меридионального эффекта Керра

Самченко С.В.

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Перова Н.Н.

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Шапаева Т.Б.

к.ф.-м.н., Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Перов Н.С.

д. ф.–м. н., профессор, Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *Работа посвящена изучению магнитных свойств аморфной ленты NiCoSiFeB. Динамика доменных границ в низкочастотных магнитных полях малых амплитуд исследована с помощью меридионального эффекта Керра. Получены значения подвижности доменных границ аморфной ленты NiCoSiFeB при различных частотах.*

Ключевые слова: *меридиональный магнитооптический эффект Керра, динамика доменных границ, аморфные ленты.*

Studying the dynamics of domain boundaries of amorphous ribbons NiCoSiFeB using the longitudinal Kerr effect

Samchenko S.V.

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Perova N.N.

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Shapaeva T.B.

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Perov N.S.

Dr. Sc., professor, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *The work is devoted to the study of the magnetic properties of the amorphous ribbon NiCoSiFeB. The dynamics of domain boundaries in low-frequency magnetic fields of small amplitudes has been studied using the longitudinal Kerr effect. The values of the mobility of the domain boundaries of the amorphous ribbon NiCoSiFeB at different frequencies are obtained.*

Keywords: *longitudinal magneto-optical Kerr effect, dynamics of domain boundaries, amorphous tapes.*

Аморфные магнитные материалы находят широкое практическое применение в различных областях науки и техники. Их физические свойства зависят от структурного состояния, метода изготовления и обработки, геометрических параметров образцов. Физические свойства аморфных материалов изучаются различными методами, в том числе магнитооптическими [1–2]. Магнитооптические эффекты позволяют изучать распределение намагниченности внутри и на поверхности образца. Именно благодаря использованию магнитооптических эффектов динамику доменной структуры можно наблюдать в реальном времени. Экспериментальные исследования динамики доменных границ при

перемагничивании проводятся различными методами, в том числе с помощью эффекта Керра [3].

Одним из важных результатов исследования динамики доменных границ (ДГ) является измерение подвижности. Подвижность ДГ – это тангенс угла наклона начального линейного участка зависимости скорости движения границы от величины внешнего магнитного поля [4]. Подвижности ДГ – важная характеристика материала, которая определяет возможности его практического применения. Поскольку состав материала, условия изготовления и обработки влияют на подвижность ДГ, исследования их подвижности расширяют возможности характеризации образцов, позволяя выделять факторы улучшающие динамические свойства материала. В настоящей работе апробирован метод измерения подвижности доменных границ с помощью меридионального эффекта Керра.

В работе была исследована серия из 4 аморфных лент разного размера на основе никеля и кобальта. Магнитные свойства изучаемых лент были исследованы на магнитометре с вибрирующим образцом при комнатной температуре в двух геометриях: плоскость образца ориентировалась по полю и перпендикулярно полю. На основании проведенных исследований установлено, что рассматриваемые образцы характеризуются низким значением коэрцитивной силы и достаточно высоким значением намагниченности насыщения (рис. 1).

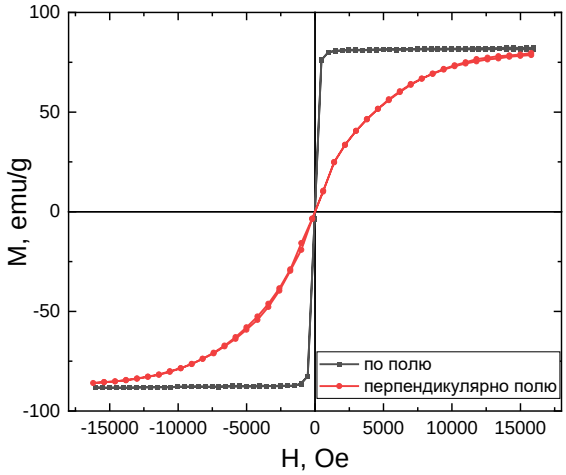


Рис. 1. Магнитополевая зависимость намагниченности для аморфной ленты NiCoSiFeB, измеренная при комнатной температуре.

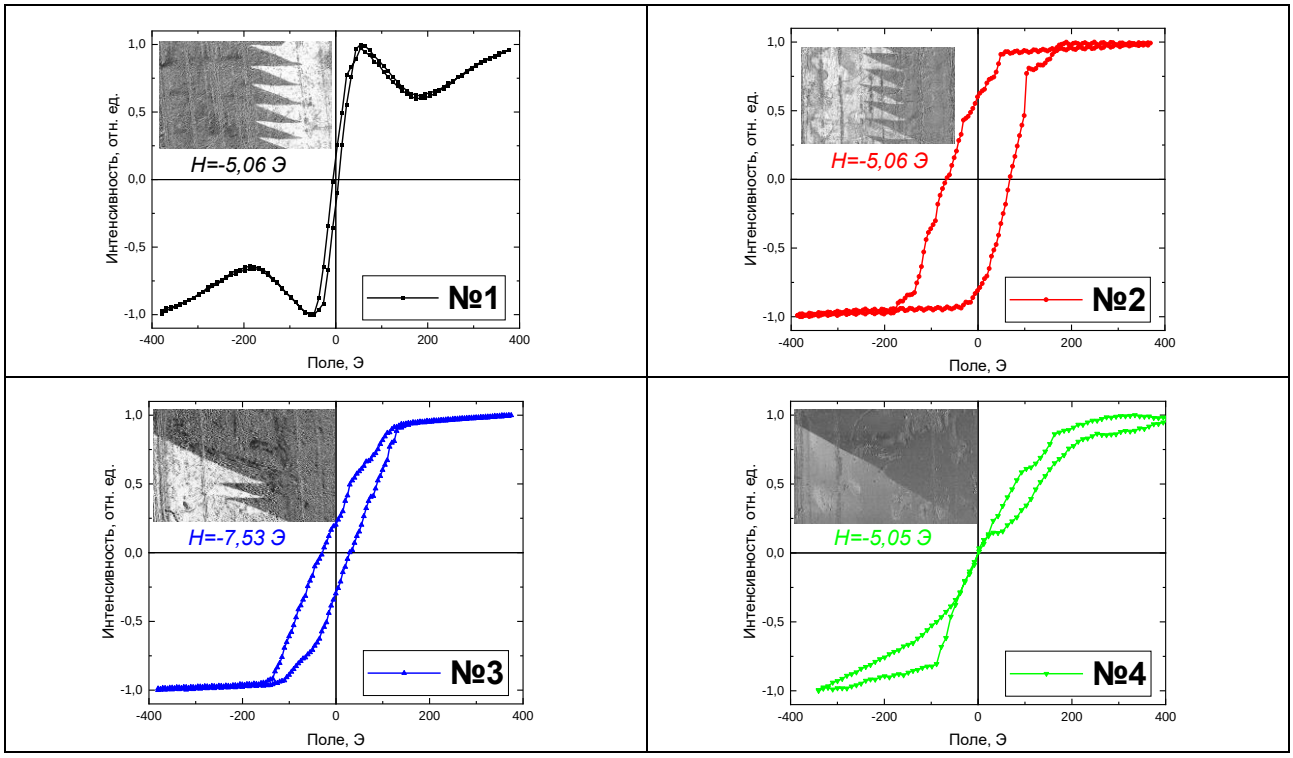
Для определения величины коэрцитивной силы аморфных лент на следующем этапе исследований проводилось изучение магнитооптических свойств образцов на магнитооптическом Керр-микроскопе в геометрии меридионального эффекта Керра при комнатной температуре. Для изучения влияния анизотропии на доменную структуру были выбраны 4 образца разной длины с постоянными значениями толщины и ширины (табл. 1).

Таблица 1. Характеристики рассматриваемой серии образцов.

Образец	№1	№2	№3	№4
Длина, мм	5,19	2,85	1,25	0,59
Ширина, мм	0,91	0,90	0,91	0,92
Толщина, мм	0,04	0,04	0,04	0,04
Масса, г	0,00113	0,00066	0,00027	0,00012

Отметим, что образец №4 был отрезан так, что его длина меньше, чем ширина. Для проведения измерений была выбрана геометрия, при которой ось прокатки образцов была перпендикулярна магнитному полю. В табл. 2 представлены петли гистерезиса, полученные при измерении меридионального эффекта Керра.

Таблица 2. Меридиональный эффект Керра в рассматриваемых образцах.



Установлено, что данные образцы обладают ярко выраженной доменной структурой, причем равновесная доменная структура (в отсутствие магнитного поля) сохраняется. При уменьшении размеров образца до некоторой величины размеры доменов увеличиваются. Дополнительные пики на петле гистерезиса, наблюдаемые при измерении меридионального эффекта Керра в образце №1, объясняются вкладом эффекта Фарадея. Изменение размеров образца влияет на процесс перемагничивания.

Помимо этого, в образце №1 была исследована подвижность доменных границ. Измерения были проведены в геометрии меридионального эффекта Керра в переменном поле с амплитудой от 4 до 10 Э и частотой 0.1, 0.5 и 1 Гц. Сначала для разных амплитуд переменного магнитного поля при фиксированной частоте были получены зависимости смещения доменной границы от времени (рис. 2а, б). Для получения среднего значения амплитуды смещения доменной границы были исследованы смещения 4 точек, которые на графиках обозначены различными цветами (т. 1 – т. 4). Точки были выбраны на различных участках ДГ. Из рисунка видно, что для разных частот возбуждающего поля разные участки ДГ движутся синхронно с полем. Далее были определены скорости движения доменной границы и построены зависимости скорости ДГ от амплитуды переменного поля (рис. 2в). Все зависимости линейны, подвижность ДГ возрастает с ростом частоты. Точность определения скорости движения ДГ не превышала 8 %, точность определения подвижности не превышала 6 %. Результаты измерений представлены в табл. 3.

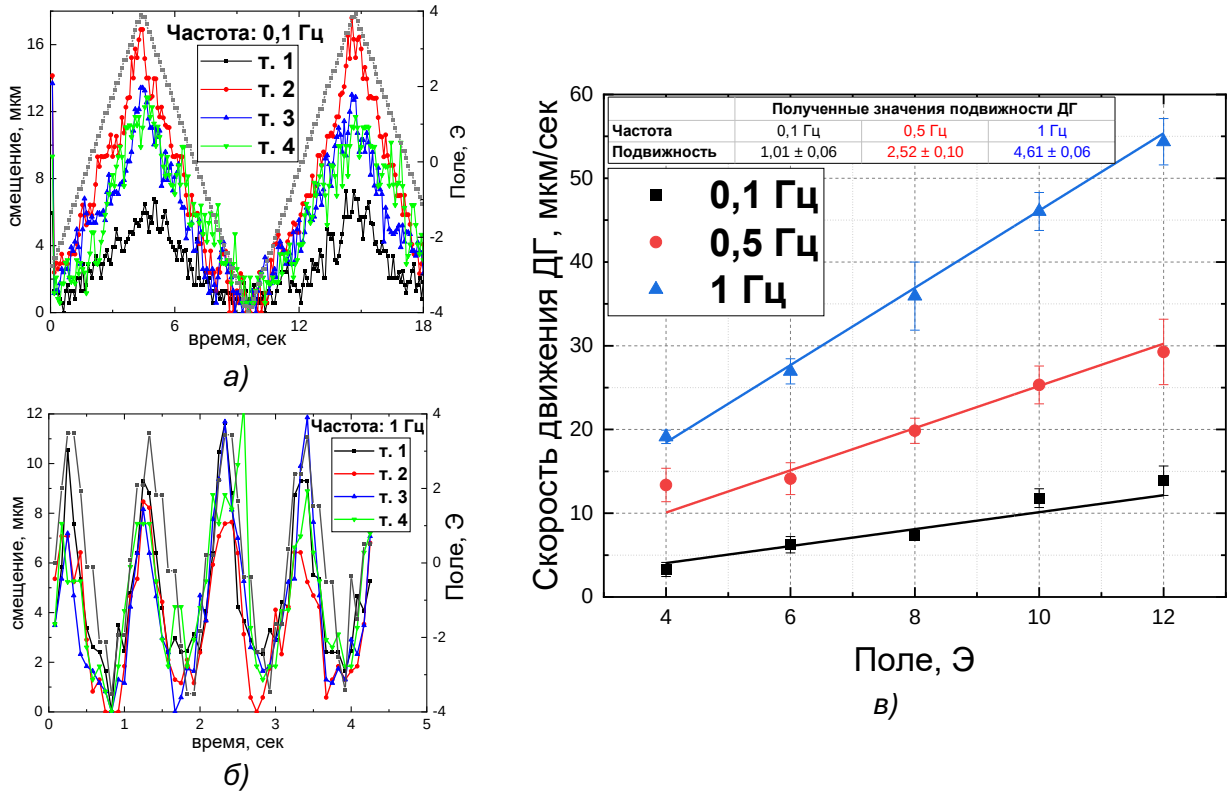


Рис. 2. Динамика доменных границ в процессе перемагничивания. Зависимости смещения доменных границ от времени при амплитуде поля 4 Э при частотах 0.1 Гц (а) и 1 Гц (б). Зависимости скорости движения доменных границ от амплитуды внешнего магнитного поля, частота поля 0.1, 0.5 и 1 Гц (в).

Таблица 3. Подвижность доменных границ аморфной ленты при различных частотах.

Частота, Гц	0.1	0.5	1
Подвижность, мкм/(с*Э)	1.01±0.06	2.52±0.10	4.61±0.06

Используемый метод измерения скорости движения доменных границ и определения подвижности хорошо подходит для исследования процессов перемагничивания при низких частотах в малых магнитных полях, что особенно важно для материалов с малой коэрцитивной силой. Описанный метод позволяет изучать динамические характеристики образцов разных составов при различных внешних условиях.

Список использованных источников:

1. Mazaleyrat F. Soft Magnetic Materials and Applications. – Springer Nature Switzerland AG, 2021. – P. 1435–1487.
2. Egbu J. Magnetic Anisotropy and Stress-Dependent Epoxy Wetting in FeNi-Based Metal Amorphous Nanocomposites. – IEEE Transactions on Magnetics, 2023. – Vol. 59, No. 11, P. 1–9.
3. Шашков И.В., Кабанов Ю.П., Горнаков В.С. Кинетика перемагничивания и ползучесть доменных границ в структуре Co/Pt/Co – Перспективные материалы и технологии, 2023. – С. 140–146.
4. Шапаева Т.Б., Курбатова Ю.Н. Подвижность доменной границы феррита-граната в присутствии плоскостного магнитного поля – Краткие сообщения по физике, 2021. – № 8, с. 17–23.

УДК 537.632

Влияние отжига под нагрузкой на магнитооптические свойства $Fe_{68.5}Cr_5Si_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$ лент

Харламова А.М.

к.ф.-м.н., ст.н.с. кафедры магнетизма физического факультета МГУ

Кожевникова П.Я.

магистрант кафедры магнетизма физического факультета МГУ

Каминская Т.П.

к.т.н., доцент, н.с. кафедры общей физики физического факультета МГУ

Larrañaga A.

б.и.н., доцент центра перспективных исследований Университета страны Басков

Курляндская Г.В.

д.ф.-м.н., профессор-исследователь института естественных наук и математики УрФУ

Шалыгина Е.Е.

д.ф.-м.н., профессор кафедры магнетизма физического факультета МГУ

Аннотация. *Сплавы класса файнмет привлекают внимание как для фундаментальных исследований, так и для технологических приложений. В данной работе представлены результаты влияния нагрузки во время отжига на магнитооптические свойства $Fe_{68.5}Cr_5Si_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$ лент. Ленты получены путем быстрой закалки из расплава и отожжены при температуре 520°C в течение 2 часов без нагрузки и под нагрузкой 150 МПа. Приповерхностные петли гистерезиса и одновременная визуализация изменения доменной структуры в процессе перемагничивания образцов были изучены с помощью магнитооптического Керр-магнитометра с помощью меридионального эффекта Керра при комнатной температуре. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что отжиг под нагрузкой влияет на магнитополевое поведение образцов.*

Ключевые слова: *доменная структура, магнитооптика, отжиг под нагрузкой, файнмет ленты*

Influence of annealing under load on magneto-optical properties of $Fe_{68.5}Cr_5Si_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$ ribbons

Kharlamova A.A.

Candidate of physical and mathematical Sciences, Senior Researcher of the Department of magnetism, Faculty of Physics of MSU

Kozhevnikova P.Y.

Undergraduate student of the Department of magnetism, Faculty of Physics of MSU

Kaminskaya T.P.

Candidate of Technical Sciences, Docent, Researcher of the Department of General Physics, Faculty of Physics of MSU

Larrañaga A.

Bachelor of Engineering, Associate Lecturer at SGIKER, The Basque Country University UPV/EHU

Kurlyandskaya G.V.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Research Professor of the Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Shalygina E.E.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of magnetism, Faculty of Physics of MSU

Annotation. *Finemet class alloys attract attention for both basic research and technological applications. In this work the results of the influence of load annealing on the magneto-optical properties of* $Fe_{68.5}Cr_5Si_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$ *ribbons are presented. The ribbons were obtained by rapid quenching from the melt and then annealed at a temperature of 520 °C for 2 hours without load and under the load of 150 MPa. The surface hysteresis loops and simultaneous visualization of the changes of domain structure were measured using a magneto-optical Kerr magnetometer by means of the meridional Kerr effect at room temperature. The obtained experimental data indicate the effect of load annealing on the magnetic field behavior of the samples.*

Key words: *annealing under load, domain structure, finemet ribbons, magneto-optics*

В последние три десятилетия наноструктурированные мягкие ферромагнитные сплавы на основе железа привлекают огромное внимание как для фундаментальных исследований, так и для технологических приложений из-за их необычных структурных, электрических, магнитных, оптических свойств и коррозионной стойкости [1]. В частности, были исследованы структура и магнитные свойства так называемого класса файнмет (FM) сплавов (сплав на основе Fe−Si−Nb−B−Cu). Данный сплав, получаемый в виде лент путем быстрой закалки из расплава, приобретает превосходные магнитомягкие свойства, что позволяет широко его применять в электро- и радиопромышленности, электронной технике и приборостроении [2]. Сравнительно недавно были созданы новые сплавы путем добавления Cr и восстановления Fe в сплавы с классическим файнмет составом, что привело к повышению температуры кристаллизации и повышению коррозионной стойкости сплавов [1]. Аморфные ленты обычно отжигают при температурах выше температуры первичной кристаллизации, составляющей примерно 510 °C, для получения оптимальной структуры и свойств. Было показано, что наведенная анизотропия является специальным инструментом для настройки магнитных откликов, позволяющим настраивать магнитную проницаемость с помощью отжига под напряжением [1]. Цель данной работы – исследование влияния отжига под нагрузкой на магнитооптические свойства $Fe_{68.5}Cr_5Si_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$ лент.

Изучаемые в данной работе ленты $Fe_{68.5}Cr_5Si_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$ были получены путём быстрой закалки из расплава. Ленты были отожжены при температуре 520 °C в течение 2 часов без нагрузки (FM1, FM2) и под нагрузкой 150 МПа (FM3, FM4). Толщина каждой ленты составляла 20 мкм. Исследуемые образцы были отрезаны от исходных лент и имели практически прямоугольную форму. Длина образцов не превышала 4 мм, что было обусловлено техническими данными экспериментальной установки. В каждой серии были изготовлены по две ленты разной ширины 0.88 мм (FM1 и FM4) и 0.60 мм (FM2 и FM3). Микроструктура изучаемых лент была исследована изготовителями образцов методом рентгеновской дифракции с использованием CuKα излучения. Морфология поверхности образцов была изучена методом атомно-силовой (АСМ) микроскопии с использованием сканирующего зондового микроскопа. Измерение петель гистерезиса и одновременная

визуализация доменной структуры (ДС) в процессе перемагничивания образца (регистрировались изменения компоненты намагниченности, *M*, под действием приложенного магнитного поля) были выполнены с помощью магнитооптического Керр-магнитометра при комнатной температуре. Наблюдение ДС осуществлялось с помощью меридионального эффекта Керра, пропорционального компоненте намагниченности, параллельной плоскости падения света.

Данные рентгеноструктурного анализа показали, что образцы имеют нанокристаллическую структуру с размером кристаллитов, рассчитанным по методу Шеррера, около 15 нм. Данные АСМ показали, что нагрузка во время отжига приводит к уменьшению шероховатости поверхности. Для образцов, отожжённых без нагрузки, средняя шероховатость поверхности образцов, *R*a, составляет порядка 20 нм, а отклонение профиля поверхности от среднего значения, ΔZ, порядка 100 нм. Для образцов, отожжённых под нагрузкой, *R*a ≈ 10 нм, а ΔZ ≈ 20 нм. Типичные приповерхностные петли гистерезиса лент, измеренные при углах θ (θ - угол между осью ленты и направлением распространения поля), равных 0º и 90º, а также видоизменения доменной структуры представлены на рис. 1, 2:

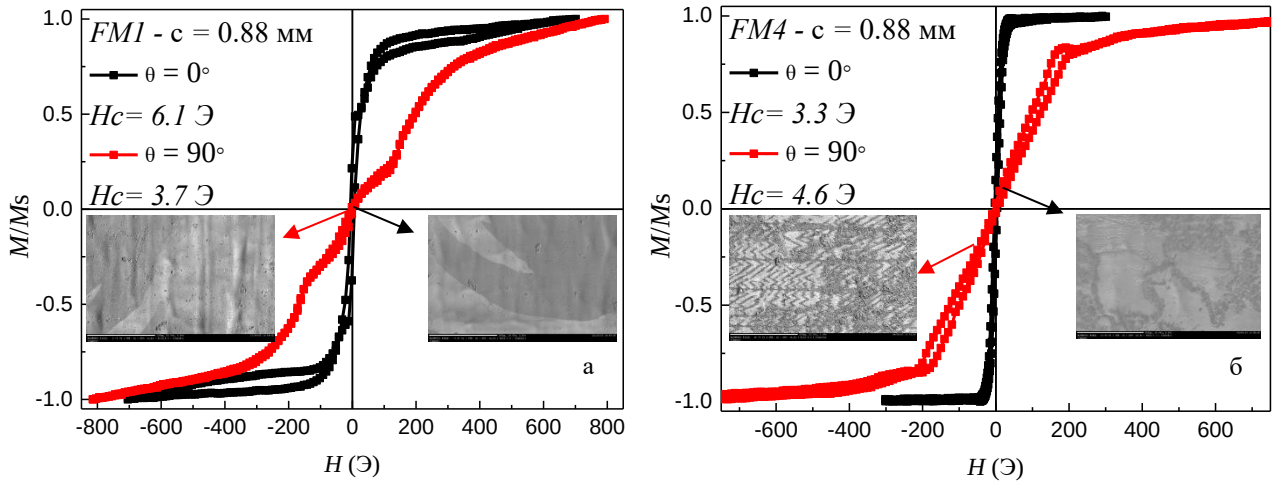


Рис. 1. Приповерхностные петли гистерезиса и видоизменения ДС, измеренные при H, приложенном в плоскости лент шириной c=0.88 мм, отожжённых без нагрузки (FM1) и под нагрузкой (FM4)

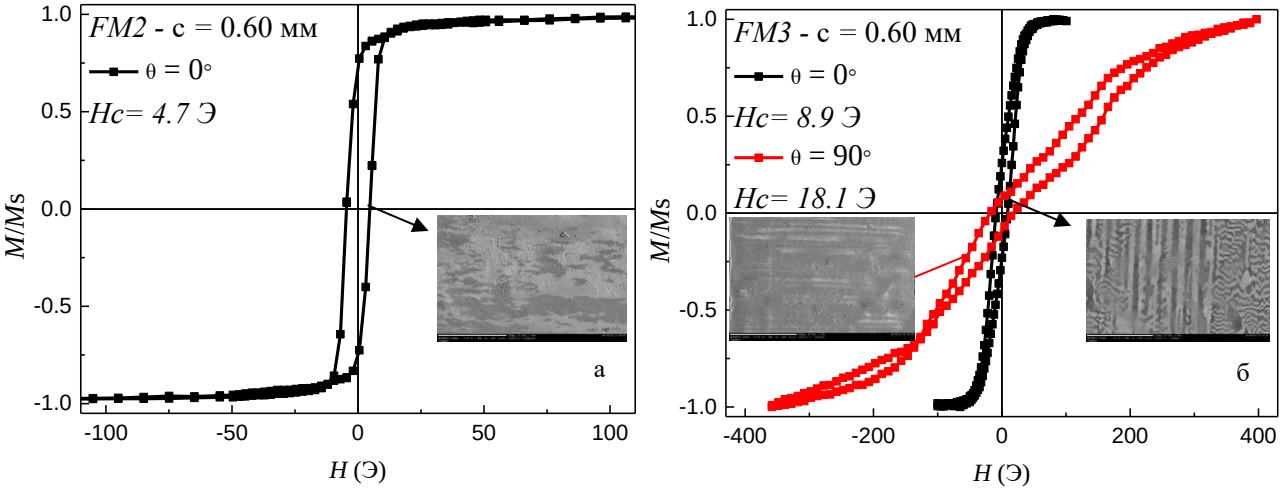


Рис. 2. Приповерхностные петли гистерезиса и видоизменения ДС, измеренные при H, приложенном в плоскости лент шириной c=0.60 мм, отожжённых без нагрузки (FM2) и под нагрузкой (FM3)

Данные рис. 1, 2 свидетельствуют о том, что магнитополевое поведение образцов зависит от θ для обеих серий: при θ = 0º наблюдаются прямоугольные петли гистерезиса, что характерно для оси лёгкого намагничивания, а при θ = 90º наблюдаются более сложные

наклонные петли, что характерно для оси трудного намагничивания. Кроме того, данные рис. 1, 2 показывают, что отжиг под нагрузкой влияет на магнитополевое поведение образцов: форма петель гистерезиса для образцов, отожжённых под нагрузкой (рис. 1(б), рис. 2(б)), отличается от формы петель образцов, отожжённых без нагрузки (рис. 1(а), рис. 2(а)). Приповерхностные петли гистерезиса имеют более сложную форму, по сравнению с объёмными петлями, полученными ранее при изучении данных лент. Перемагничивание лент при θ=90º происходит в два этапа. По данным рисунков 2(б) и 1 (б) видно, что при θ=0º с уменьшением ширины ленты, отожжённой под нагрузкой, увеличиваются значения коэрцитивной силы, H_C, в 2.7 раза. В то же время при уменьшении ширины ленты, отожжённой без нагрузки (рис. 2 (а)), наблюдается уменьшение значений H_C в 1.3 раза. Сравнение полученных экспериментальных данных показало, что приповерхностные значения H_C на порядок больше, чем ранее полученные объемные значения. Этот факт может быть объяснен наличием микроструктурных и химических неоднородностей в приповерхностных слоях образцов, что является характерным для материалов, приготовленных описанным методом закалки из расплава. Полученные видоизменения ДС показывают, что для образцов, отожжённых без нагрузки (рис. 1(а), рис. 2(а)) наблюдаются широкие домены с доменными стенками 180º, что является типичным для мягких ферромагнитных материалов с одноосной магнитной анизотропией [3]. Для образцов, отожжённых под нагрузкой (рис. 1(б), рис. 2(б)) наблюдается зигзагообразная доменная структура, причем для ленты FM3 наблюдается одновременно полосовая и зигзагообразная доменная структура. Наблюдаемые структуры доменов согласуются с характеристиками петель гистерезиса, представленных на рис. 1, 2. В целом, полученные данные могут быть использованы для получения сплавов с заранее заданными свойствами.

Список использованных источников:

1. Kurlyandskaya G.V., Lukshina V.A., Larrañaga A., Orue I., Zaharova A.A., Shishkin D.A. Induced magnetic anisotropy features in FeCrSiBNbCu nanocrystalline alloy: Role of stress distribution proven by direct X-ray measurements// Journal of Alloys and Compounds – 2013. – 566. – p. 31–36.

2. Ершов Н.В., Лукшина В.А., Федоров В.И., Дмитриева Н.В., Черненков Ю.П., Потапов А.П. Влияние термомагнитной и термомеханической обработки на магнитные свойства и структуру магнитомягкого нанокристаллического сплава $Fe_{81}Si_6Nb_3B_9Cu_1$// ФТТ. – 2013. – №55(3). – т. 55. – с. 460-470.

3. Kurlyandskaya G.V., Lezama L., Pasynkova A.A., Volchkov S.O., Lukshina V.A., Larrañaga A., Dmitrieva N.V., Timofeeva A.V., Orue I. Amorphous FeCoCrSiB Ribbons with Tailored Anisotropy for the Development of Magnetic Elements for High Frequency Applications// Materials – 2022. – 15(12). – p. 4160.

„Ты считаешь меня много-учёным? — спросил как-то Конфуций ученика.

— А разве нет? — ответил тот.

— Нет, — сказал Конфуций, — я лишь связываю всё воедино.“

Сюй Бэйхун «Скачущие лошади» (1930-е)

Секция 11. Магнитоэлектрические явления

УДК 538.9

Частотно-зависимая температурная активация проводимости и диэлектрической проницаемости магнетоэлектрика $BiFeO_3$

Кузенко Д.В.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Научно-исследовательский институт «Реактивэлектрон»

Аннотация. *Работа посвящена исследованию частотно-зависимой температурной активации проводимости и диэлектрической проницаемости монокристаллического магнетоэлектрика феррит висмута $BiFeO_3$, перспективного устройства оперативной памяти. Определены энергии активации низкотемпературных (110-300 К) процессов движения заряженных элементов структуры мультиферроика и логарифмическая зависимость температур перехода между этими процессами от частоты внешнего электрического поля.*

Ключевые слова: *феррит висмута, диэлектрическая проницаемость, проводимость, энергия активации*

Frequency-dependent temperature activation of conductivity and dielectric constant of magnetoelectric $BiFeO_3$

Kuzenko D.V.

Cand. Sc., researcher, Research Institute «Reactivelectron»

Annotation. *The work is devoted to the study of frequency-dependent temperature activation of conductivity and dielectric constant of single-crystal magnetoelectric bismuth ferrite $BiFeO_3$, a promising RAM device. The activation energies of low-temperature (110-300 K) processes of motion of charged elements of the multiferroic structure and the logarithmic dependence of the transition temperatures between these processes on the frequency of the external electric field are determined.*

Keywords: *bismuth ferrite, dielectric constant, conductivity, activation energy*

Наличие одновременного магнитного и сегнетоэлектрического упорядочения в магнитоэлектрических мультиферроиках обусловило значительный интерес среди исследователей ввиду перспективы создания новых устройств многоуровневой памяти, объединяющей достоинства магнитной (MRAM) и сегнетоэлектрической оперативной памяти (FeRAM) [1]. Одним из наиболее интенсивно исследуемых мультиферроиков в настоящее время является феррит висмута $BiFeO_3$ (BFO) [2, 3], т.к. имеет простую химическую формулу с кристаллической структурой перовскит, высокие температуру Кюри 1123 К и температуру Нееля 650 К [4].

В связи с этим актуальными представляются исследования влияния внешних воздействий на поведение сегнетоэлектрической подрешетки магнетоэлектрика, обладающей постоянным дипольным моментом. Для определения энергий активации процессов движения заряженных элементов структуры монокристалла $BiFeO_3$ в работе проведено исследование частотной зависимости температурной зависимости его проводимости и диэлектрической проницаемости в интервале температур 110–300 К и частот электрического поля от 1 Гц до 1 МГц.

Известно, что действительная часть ε' комплексной диэлектрической проницаемости

материала характеризует его способность к поляризации, а именно к смещению связанных зарядов под действием внешнего электрического поля. Исходя из этого, ранее в работе [5] на примере сегнетоэлектрика $Pb(Zr,Ti)O_3$ был предложен температурно-активационный механизм температурной зависимости диэлектрической проницаемости, согласно которому эта зависимость имеет экспоненциальный вид:

$$\varepsilon'(T) = a_\varepsilon \exp(-\frac{U_\varepsilon}{kT}) \quad (1)$$

где a_ε – коэффициент; U_ε – энергия активации диэлектрической проницаемости, эВ; k – постоянная Больцмана, эВ/К; Т – температура, К. При замене $b_\varepsilon = \ln(a_\varepsilon)$ зависимость (1) можно представить в виде:

$$\ln(\varepsilon') = -\frac{U_\varepsilon}{kT} + b_\varepsilon \quad (2)$$

Исходя из этого, по полученным в работе [6] экспериментальным данным температурной зависимости действительной части комплексной диэлектрической проницаемости ε′(T) монокристалла $BiFeO_3$ в интервале температур 110–300 К при частотах измерительного электрического поля 1 Гц, 10 Гц, 100 Гц, 1 кГц, 10 кГц, 100 кГц, 1 МГц была построена и проанализирована зависимость ln(ε′)(1/kT). Для каждой из зависимостей можно выделить участки, которые аппроксимируются линейным уравнением, а для примера отмечены линейные участки при частоте f = 1 Гц с указанием температуры перехода зависимости с одного участка на другой $T_{1\to2}$ и $T_{2\to3}$ (рис. 1).

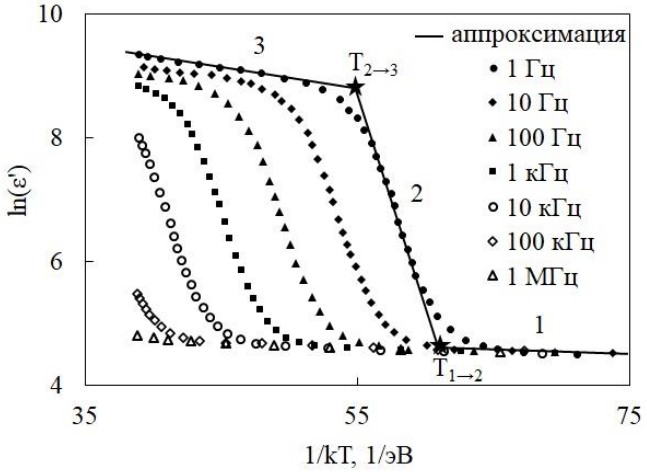


Рис. 1. Зависимость логарифма действительной части комплексной диэлектрической проницаемости, измеренной в диапазоне температур 110–300 К и частот 1 Гц–1 МГц, от обратной температуры для монокристалла $BiFeO_3$. 1, 2, 3 – участки зависимости, аппроксимированные линейной функцией. $T_{1\to2}$, $T_{2\to3}$ – температуры перехода зависимости на участках 1–2 и 2–3 соответственно. На основе данных статьи [6]

Также по полученным в работе [6] экспериментальным данным температурной зависимости действительной части электрической проводимости σ′(T) монокристалла $BiFeO_3$ при тех же условиях была построена и проанализирована зависимость ln(σ′)(1/kT) (рис. 2):

$$\ln(\sigma') = -\frac{U_\sigma}{kT} + b_\sigma \quad (3)$$

где b_σ – коэффициент; U_σ – энергия активации проводимости, эВ; k – постоянная Больцмана, эВ/К; Т – температура, К.

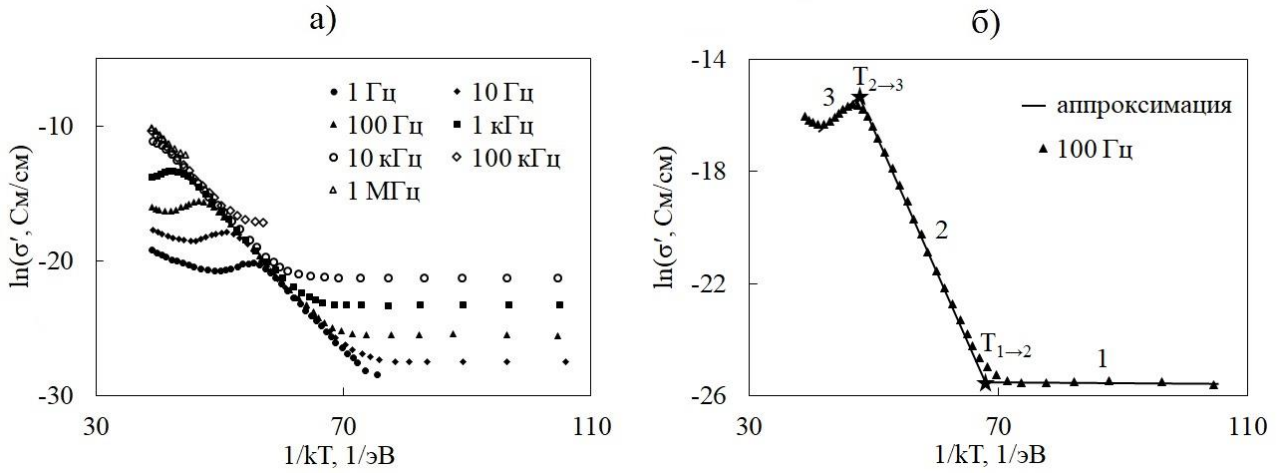


Рис. 2. Зависимость логарифма действительной части проводимости, измеренной в диапазоне температур 110–300 K и частот 1 Гц–1 МГц, от обратной температуры для монокристалла $BiFeO_3$ (а). 1, 2, 3 – участки зависимости, аппроксимированные линейной функцией. $T_{1\to2}$, $T_{2\to3}$ – температуры перехода зависимости на участках 1–2 и 2–3 (б). На основе данных статьи [6]

Это позволило выделить три линейных участка зависимостей ln(ε′)(1/kT) и ln(σ′)(1/kT) (1, 2, 3) и определить по ним параметры активации (предэкспоненцильные множители a_ε, a_σ и энергии активации диэлектрической проницаемости U_ε и проводимости U_σ) (табл. 1).

Таблица 1. Значения энергии активации U и коэффициента b уравнений (2) и (3) для $BiFeO_3$

Участок	U_ε, эВ	b_ε	U_σ, эВ	b_σ
1	$6{,}678\cdot10^{-3}$	4,944	$1{,}018\cdot10^{-3}$	2,545
2	0,664	45,194	0,506	8,836
3	0,036	10,712	0,197	−24,760

Анализ данных на рис. 2 позволил также найти температуры переходов между соответствующими активационными процессами $T_{i\to j}$ (1→2, 2→3) и построить зависимости этих температур от частоты измерительного электрического поля f (рис. 3).

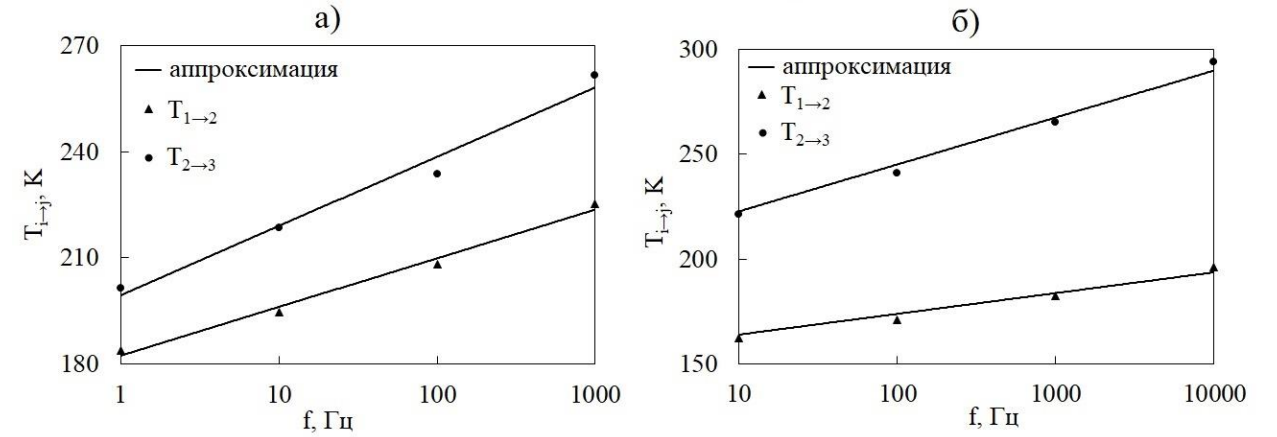


Рис. 3. Зависимость температуры $T_{i\to j}$ перехода с i-го участка на j-й участок зависимостей ln(ε′)(1/kT) на рис. 1 (а) и ln(σ′)(1/kT) на рис. 2 (б) от частоты измерительного поля f (в логарифмическом масштабе) для монокристалла $BiFeO_3$

Зависимость $T_{i\to j}(f)$ удовлетворительно аппроксимируется уравнением:

$$T_{i\to j} = -c\ln(f) + d \quad (4)$$

где i, j – аппроксимированные линейные участки зависимостей ln(ε′)(1/kT) и ln(σ′)(1/kT); f – частота, Гц; c, d – коэффициенты, К (табл. 2). Такая зависимость может являться проявлением релаксационного поведения электрически активных элементов структуры $BiFeO_3$.

Таблица 2. Значения коэффициентов c и d уравнения (4) перехода с i-го на j-й участок рис. 2

i→j	c_ε, К	d_ε, К	c_σ, К	d_σ, К
1→2	5,98	182,38	4,31	153,93
2→3	8,50	199,43	9,74	200,30

Разделение температурной зависимости диэлектрической проницаемости и проводимости на частотно-независимую и частотно-зависимую части позволяет выделить два вида проводимости (в постоянном и переменном электрическом поле соответственно). Причиной термоактивационной электрической проводимости является наличие в образце феррита висмута ионов железа различной валентности: Fe^{3+} и Fe^{2+}, а также изменение степени валентности с ростом температуры, что было отмечено для керамического образца $BiFeO_3$ при температурах 300–800 К в работе [7]. При температурах 110–300 К, проанализированных в нашей работе, возможен только первый механизм, обусловленный наличием постоянных электрических диполей, имеющих частотную зависимость, свойственную классическому осциллятору, и температурную зависимость, обусловленную ангармонизмом колебаний электрического диполя.

Работа выполнена в рамках фундаментальной НИР «Активационные механизмы фазовых переходов в сегнетоэлектрических материалах» Минобрнауки РФ.

Список использованных источников:

1. Yakout S.M. Spintronics and Innovative Memory Devices: a Review on Advances in Magnetoelectric $BiFeO_3$ // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2021. – V. 34. – P. 317–338.

2. Wang N. et al. Structure, Performance, and Application of $BiFeO_3$ // Nanomaterials. Nano-Micro Letters. – 2020. – 12:81.

3. Амиров А.А. Особенности тепловых, магнитных и диэлектрических свойств мультиферроиков $BiFeO_3$ и $Bi_{0,95}La_{0,05}FeO_3$ // Физика твердого тела. – 2009. – Т. 51. – № 6. – С. 1123–1126.

4. Смоленский Г.А., Чупис И.Е. Сегнетомагнетики // Успехи физических наук. – 1982. – Т. 137. – № 3. С. 415–448.

5. Kuzenko D.V. Temperature-activation mechanism of the temperature dependence of the dielectric constant of ferroelectric ceramics PZT // Journal of Advanced Dielectrics. – 2022. – Vol. 12. – No. 3. – Art. No. 2250010.

6. Lu J. et al. On the room temperature multiferroic $BiFeO_3$: magnetic, dielectric and thermal properties // The European Physical Journal B. – 2010. – No. 75. – P. 451–460.

7. Greičius S., Banys J., Szafraniak-Wiza I. Dielectric investigations of $BiFeO_3$ ceramics // Processing and Application of Ceramics. – 2009. – V. 3[1-2] – P. 85–87.

УДК 537.632

Структура и магнитные свойства ферроборатов $SmFe_{3-x}Al_x(BO_3)_4$ (x = 0, 0.07, 0.15, 0.25, 0.28)

Фролов К.В.

к.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, ККК и Ф НИЦ Курчатовский институт

Смирнова Е.С.

к.ф.-м. н., научный сотрудник доцент, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, ККК и Ф НИЦ Курчатовский институт

Алексеева О.А.

д.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, ККК и Ф НИЦ Курчатовский институт

Гудим И.А.

к.ф.-м. н., ведущий технолог, Институт физики им Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Редкоземельные оксобораты $RM_3(BO_3)_4$ (R = Y, La, Ce-Er; M = Al, Cr, Fe, Sc, Ga) демонстрируют широкое разнообразие оптических, пьезо и сегнетоэлектрических, магнитных свойств. Редкоземельные ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ содержат две магнитные подсистемы и демонстрируют мультиферроидные свойства. В этих соединениях при температурах ниже 40 К наблюдаются магнитные фазовые переходы и эффекты спиновой переориентации, динамика которых, а также тип и размерность магнитного упорядочения определяются сложными обменными взаимодействиями между магнитными подсистемами. Частичное замещение ионов железа ионами немагнитных элементов в соединениях $RFe_{3-x}M_x(BO_3)_4$ (M = Al, Sc, Ga) позволяет исследовать возможность направленного изменения мультиферроидных свойств.*

Ключевые слова: *мультиферроики, ферроборатов, мёссбаэуровская спектроскопия, монокристальный рентгеноструктурный анализ, фазовые переходы, магнитное упорядочение*

Structure and magnetic properties of ferroborates $SmFe_{3-x}Al_x(BO_3)_4$ (x = 0, 0.07, 0.15, 0.25, 0.28)

Frolov K.V.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, leading researcher, Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&Ph NRC Kurchatov Institute

Smirnova E.S.,

Candidate of physical and mathematical Sciences, researcher, Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&Ph NRC Kurchatov Institute

Alekseeva O.A.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, leading researcher, Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&Ph NRC Kurchatov Institute

Gudim I.A.,

Candidate of physical and mathematical Sciences, leading technologist, Kirensky Institute of Physic, FRC KSC SB RAS

Annotation. *Rare earth oxoborates $RM_3(BO_3)_4$ (R = Y, La, Ce-Er; M = Al, Cr, Fe, Sc, Ga) demonstrate a wide variety of optical, piezo, ferroelectric, and magnetic properties. Rare-earth ferroborates $RFe_3(BO_3)_4$ contain two magnetic subsystems and exhibit multiferroic properties. In these compounds, at temperatures below 40 K, magnetic phase transitions and spin reorientation effects are observed, the dynamics of which, as well as the type and dimension of magnetic ordering, are determined by complex exchange interactions between magnetic subsystems. Partial substitution of iron ions with ions of non-magnetic elements in compounds $RFe_{3-x}M_x(BO_3)_4$ (M = Al, Sc, Ga) allows to study the possibility of directed changes in multiferroic properties..*

Keywords: *multiferroics, ferroborates, Mössbaer spectroscopy, single crystal X-ray diffraction analysis, phase transitions, magnetic ordering*

Редкоземельные оксобораты $RM_3(BO_3)_4$ (*R* = Y, La, Ce-Er; *M* = Al, Cr, Fe, Sc, Ga) демонстрируют широкое разнообразие оптических, пьезо и сегнетоэлектрических, магнитных свойств и активно исследуются последние 20 лет [1–7]. В редкоземельных ферроборатах $RFe_3(BO_3)_4$ в зависимости от присутствия в составе конкретного иона *R* в этих соединениях может наблюдаться структурный фазовый переход, а при температурах ниже 40 К наблюдается магнитный фазовый переход и за счёт сложных обменных взаимодействий между железной и редкоземельной магнитными подсистемами реализуются различные типы магнитных структур, эффекты спиновой переориентации и магнитоэлектрические эффекты.

Отдельный интерес представляют соединения с частичным замещением ионов магнитных подсистем немагнитными ионами с целью изучения возможности направленного изменения мультиферроидных свойств.

В данной работе методами мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe и монокристальной рентгеновской дифракции в диапазоне температур 5 – 295 К исследованы монокристаллы соединения $SmFe_{3-x}Al_x(BO_3)_4$ (x = 0, 0.07, 0.15, 0.25, 0.28). Исследовано влияние примесного алюминия на кристаллическую структуру и магнитные свойства, определены типы и размерности магнитного порядка. Показано, что увеличение концентрации примесного алюминия уменьшает температуру Нееля T_N магнитного фазового

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (соглашение № 23-22-00286).

Список использованной литературы:

1. V.S. Kurazhkovskaya, E.Yu. Borovikova, N.I. Leonyuk et al // Infrared spectroscopy and the structure of polytypic modifications of $RM_3(BO_3)_4$ borates (R = Nd, Gd, Y; M = Al, Ga, Cr, Fe). J. Struct. Chem. – 2008. – 49. – 1035.
2. A.M. Kadomtseva, Y.F. Popov, G.P. Vorob'ev et al // Magnetoelectric and Magnetoelastic Properties of Rare-Earth Ferroborates. Low Temp. Phys. – 2010. – 36. – 511.
3. A.M. Kuz'menko, A.A. Mukhin, V.Y. Ivanov et al // Effects of the Interaction between R and Fe Modes of the Magnetic Resonance in $RFe_3(BO_3)_4$ Rare-Earth Iron Borates. JETP Lett. – 2011. – 94. – 294.

4. A.M. Kuzmenko, A.A. Mukhin, V.Y. Ivanov et al // Coupled R and Fe Magnetic Excitations in $RFe_3(BO_3)_4$ Multiferroics. Solid State Phenom. – 2012. – 190. – 269.
5. G.M. Kuz'micheva, I.A. Kaurova, V.B. Rybakov et al // Crystallochemical Design of Huntite-Family Compounds. Crystals. – 2019. – 9. – 100.
6. H. Zhang, S. Liu, C.S. Nelson et al // Structural features associated with multiferroic behavior in the $RX_3(BO_3)_4$ system. – 2019. – 31. – 505704.
7. E.S. Smirnova, O.A. Alekseeva, V.V. Artemov et al // Crystal Structure of Bismuth-Containing Samarium Iron–Aluminium Borates $Sm_{1-x}Bi_xFe_{3-y}Al_y(BO_3)_4$ (x = 0.05 – 0.07, y = 0 – 0.28) in the Temperature Range of 25–500 K. Crystals. 2023. 13. 1128.

УДК 539.21:537.86

Магнитоимпеданс в тулий марганцевом селениде

Харьков А.М.

к.ф.-м.н., доцент кафедры физики СибГУ имени М.Ф. Решетнева

Ситников М.Н.

к.ф.-м.н., доцент кафедры физики СибГУ имени М.Ф. Решетнева

Аннотация. *Исследуется импеданс и его компоненты в тулий марганцевом селениде в интервале частот 10^2–10^6 Гц и температур 100–500 К. Найдена область температур с превалирующим вкладом реактивной и активной частей импеданса. Компоненты импеданса описываются в модели Дебая. Найден активационный характер времени релаксации, энергия активации. Установлено увеличение импеданса в магнитном поле в области малых концентраций и смена знака импеданса по температуре для больших концентраций. Положительное значение магнитоимпеданса описывается в модели электрически неоднородной среды.*

Ключевые слова: *магнитоимпеданс, импеданс, селениды, модель Дебая*

MAGNETOIMPEDANCE IN THULIUM MANGANESE SELENIDES

Kharkov A.M.

Ph.D., associate professor, department of physics, Reshetnev Siberian State University

Sitnikov M.N.

Ph.D., associate professor, department of physics, Reshetnev Siberian State University

Annotation. *The impedance and its components in thulium manganese selenide are studied in the frequency range 10^2–10^6 Hz and temperatures 100–500 K. A temperature range with a predominant contribution of the reactive and active parts of the impedance is found. The components of impedance are described in the Debye model. The activation nature of the relaxation time and the activation energy were found. An increase in impedance in a magnetic field in the region of low concentrations*

and a change in the sign of impedance with temperature for high concentrations have been established. The positive value of magnetoimpedance is described in the model of an electrically inhomogeneous medium.

Keywords: *magnetoimpedance, impedance, selenides, Debye model*

В полупроводниках с неоднородным распределением электрического заряда транспортные характеристики зависят от степени неоднородности [1]. В спектре электронных возбуждений в запрещенной зоне образуется конечная электронная плотность на уровне химпотенциала в результате локализации заряда. При слабом легировании волновая функция электрона остается локализованной. С ростом концентрации замещения в центре зоны формируются делокализованные состояния и при некотором критическом значении возникает бесконечный кластер, при котором волновые функции электрона расплываются по всему кристаллу [2].

Регулировать электрическую неоднородность можно за счет флуктуации валентности, концентрации и температуры. Например, ион тулия обнаруживает состояние промежуточной валентности в TmSe. Электронная конфигурация иона $Tm^{2+\delta}$ зависит от халькогена, поэтому замещение иона марганца в селенидах MnSe ионами тулия приведет к разной энергии делокализации электронов. Введение в систему TmSe нестехиометрии способствует увеличении валентности ионов тулия до Tm^{3+} [3].

Цель работы выявить влияние ионов в тулий марганцевом селениде на время релаксации носителей тока, импедансные характеристики и их изменение в магнитном поле.

Образцы $Tm_xMn_{1-x}Se$ получены методом твердофазной реакции в вакуумированных кварцевых ампулах в однозонной печи сопротивления. Подробно методика синтеза описана в [4].

Релаксация носителей тока на частотах выше 1 кГц проявляется при температурах выше комнатной, поэтому зависимость импеданса от частоты без поля и в магнитом поле измерим при температурах выше комнатной.

Были измерены частотные зависимости импеданса Z(ω) и Im(Z(ω)) для селенидов $Tm_{0.04}Mn_{0.95}Se$ и $Tm_{0.08}Mn_{0.9}Se$. При замещении марганца ионами тулия частоты максимумов Im(Z(ω)) смещаются в сторону высоких частот в селениде на два порядка. Независимо от концентрации время релаксации резко меняется в окрестности 400 К. Ниже T = 400 К в системе существует одно время релаксации в области частот 10^2–10^6 Гц и компоненты импеданса описываются в модели Дебая:

$$Im\, Z(\omega) = \frac{B\omega\tau}{1+(\omega\tau)^2} \quad (1)$$

где τ – время релаксации носителей тока, B – параметр. Выше 420 К в системе появляется спектр времен релаксации. Время релаксации от температуры зависит экспоненциально $\tau = \tau_0 \exp(E_g/T)$ с энергией активации E_g = 0.47 eV в $Tm_{0.04}Mn_{0.95}Se$.

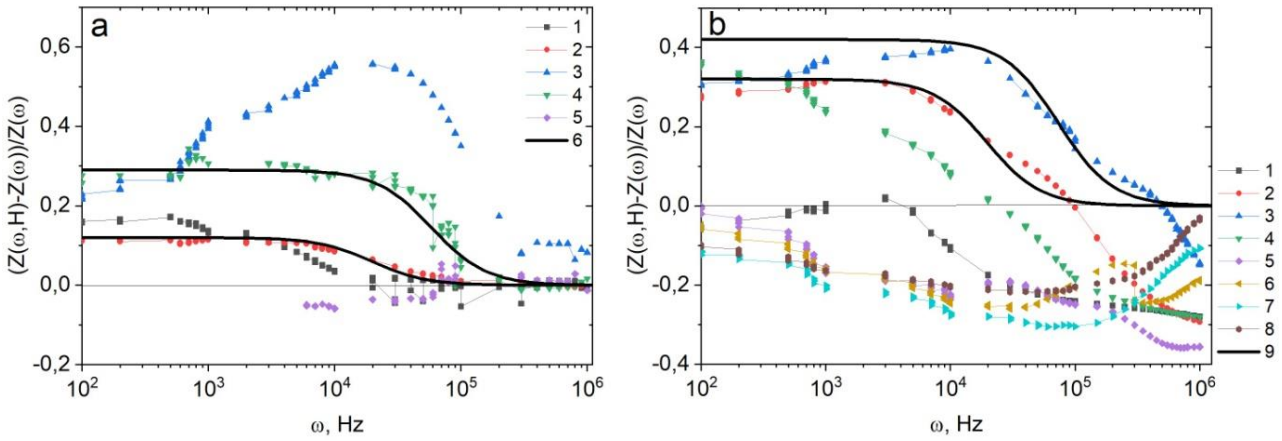


Рис. 1. Магнитоимпеданс в магнитном поле H = 8 кЭ при температурах T = 300 K (1), 330 K (2), 360 K (3), 390 K (4), 420 K (5) для $Tm_{0.04}Mn_{0.95}Se$ (a); при температурах T = 300 K (1), 310 K (2), 320 K (3), 330 K (4), 360 K (5), 390 K (6), 420 K (7), 450 K (8) для $Tm_{0.08}Mn_{0.9}Se$ (b). Результаты эксперимента описаны формулой (5) (сплошные линии 6 и 9).

В $Tm_{0.08}Mn_{0.9}Se$ Im(Z(ω)) хорошо описывается в модели Дебая:

$$Im\ Z(\omega) = \frac{A\omega\tau_1}{1+(\omega\tau_1)^2} + \frac{B\omega\tau_2}{1+(\omega\tau_2)^2} \quad (2)$$

с двумя временами релаксации и с энергией активации E_g = 0.6 eV.

Импеданс зависит от магнитного поля, на рис. 1 приведены изменения импеданса в магнитном поле, вычисленные по формуле:

$$\Delta Z = \frac{(Z(\omega,H) - Z(\omega,H=0))}{Z(\omega,H=0))} \quad (3)$$

где Z(ω,H) – импеданс в магнитном поле и Z(ω,H=0) – без поля. Для концентраций замещения x < 0.05 импеданс увеличивается в магнитном поле и магнитоимпеданс достигает максимума ΔZ = 0.56 при T = 360 K в $Tm_{0.04}Mn_{0.95}Se$. С ростом концентрации изменение импеданса в магнитном поле уменьшается. При нагревании магнитоимпеданс меняет знак по частоте и температуре (рис. 1).

Импеданс в селенидах увеличивается в магнитном поле и проходит через максимум при нагревании образцов. Увеличение импеданса обусловлено изменением диагональной компоненты диэлектрической проницаемости в магнитном поле, которая пропорциональна проводимости $\sigma(\omega) = i\omega\varepsilon$, импеданс $Z^2 = 1/\sigma^2 + 1/(\omega C)^2 \approx 1/\varepsilon^2$. В электрически неоднородной среде продольная компонента диэлектрической проницаемости имеет вид [5]:

$$Re[\varepsilon_{xx}(\omega)] = \frac{\varepsilon\left(1-\beta^2+(\omega\tau)^2\left(1+\beta^2\right)^2\right)}{1+(\omega\tau)^2\left(1+\beta^2\right)^2} \quad (4)$$

где $\beta = \mu H$, μ – подвижность, τ = RC. Относительное изменение импеданса [6]:

$$\frac{(Z(H)-Z(0))}{Z(H)} = \frac{(\varepsilon(0)-\varepsilon(H))}{\varepsilon(0)} = \frac{\beta^2}{1+(\omega\tau)^2(1+\beta)^2} \quad (5)$$

и его компонент удовлетворительно описывается этой функцией в области малых концентраций (рис. 1). В результате из импеданса можно получить информацию об электрической неоднородности [7].

Итак, температурное поведение компонент импеданса в селенидах качественно отличается от сульфидов [8]. Так, сопротивление на переменном токе при нагревании

проходит через максимум при T_{max}. При $T < T_{max}$ превалирует реактивная часть импеданса. С ростом концентрации замещения марганца тулием импеданс, и его компоненты увеличиваются на порядок. Возможно, образование зарядового упорядочения и увеличение емкости на два порядка. Релаксация носителей заряда описывается в модели Дебая. Найден активационный характер времени релаксации и энергия активации. Для малых концентраций импеданс увеличивается в магнитном поле в селенидах. С ростом концентрации магнитоимпеданс меняет знак по частоте и температуре. Увеличение импеданса вызвано уменьшением диэлектрической проницаемости в магнитном поле.

Работа поддержана Российским научным фондом, Правительством Красноярского края и проектом Красноярского научного фонда № 23-22-10016.

Список использованных источников:

1. Hu J., Rosenbaum T.F. and Betts J.B. Current Jets, Disorder, and Linear Magnetoresistance in the Silver Chalcogenides // Physical Review Letters. – 2005. – V. 95. – P. 186603.
2. Aplesnin S.S., Sitnikov M.N., Romanova O.B., Kharkov A.M., Begisheva O.B. and Zelenov F.V. Electrosound and Asymmetry of the I–V Characteristic induced by ultrasound in the $Re_xMn_{1-x}S$ (Re = Tm, Yb) // The European Physical Journal Plus. – 2022. – V. 137. – P. 226.
3. Evers F. and Mirlin A.D. Anderson transitions // Reviews of Modern Physics. – 2008. – V. 80. – P. 1355.
4. Strange P., Svane A., Temmerman W.M., Szotek Z. and Winter H. Understanding the valency of rare earths from first-principles theory // Nature. – 1999. – V. 399. – P. 756–758.
5. Parish M.M. and Littlewood P.B. Magnetocapacitance in Nonmagnetic Composite Media // Physical Review Letters. – 2008. – V. 101. – P. 166602.
6. Aplesnin S.S., Kharkov A.M., Sitnikov M.N. Turning of activation energy and magnetoimpedance by alternating current frequency in manganese sulfide with partial substitution by samarium ions // Physics of the Solid State. – 2023. – V. 65. – No. 11. – P. 1801.
7. Howard M., Mitrovic D. and Vijayakumar S. Transferring impedance control strategies between heterogeneous systems via apprenticeship learning // IEEE-RAS International Conference on Humanoid Robots. – 2010. – V. 8. – P. 98–105.
8. Romanova O.B., Aplesnin S.S., Sitnikov M.N., Udod L.V. and Kharkov A.M. Magnetoresistance and magnetoimpedance in holmium manganese sulfide // Applied Physics A. – 2022. – V. 128. – P. 124.

УДК 537.622

Антиферромагнитные материалы для спинтроники

Гареева З.В.

д.ф.-м. н., в.н.с. ИФМК УФИЦ РАН

Звездин А.К.

д.ф.-м. н., г.н.с. ИОФ РАН

Аннотация. *Рассмотрены магнитные структуры и их модификация под действием электрических и спин-поляризованных токов в проводящих антиферромагнетиках на примере CuMnAs. В рамках теоретико-группового подхода проведена классификация магнитных параметров порядка CuMnAs по неприводимым представлениям пространственной группы симметрии. Получены инвариантные комбинации параметров порядка, дающие вклад в термодинамический потенциал системы. Показано, что в антиферромагнетиках тетрагональной симметрии действие спинового тока приводит к скосу магнитных подрешеток и возникновению слабого ферромагнетизма. Рассмотрены некоторые аспекты динамики намагниченности в анитферромагнетиках тетрагональной симметрии.*

Ключевые слова: *проводящие антиферромагнетики, электрический ток, спиновый ток, симметрия*

Antiferromagnetic materials for spintronics

Gareeva Z. V.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Leading Scientist, IMCP of Ufa Research Scientific Center of Russian Academy of Sciences

Zvezdin A.K.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Head Scientist, Prokhorov Institute of General Physics of Russian Academy of Sciences

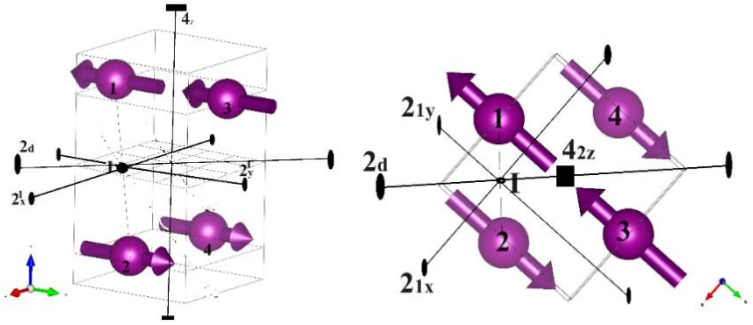
Annotation. *Magnetic structures and their modification under the influence of electric and spin-polarized currents in conducting antiferromagnets are considered using CuMnAs as an example. Within the framework of the group theoretical approach, a classification of the magnetic order parameters of CuMnAs was carried out according to irreducible representations of the space symmetry group. Invariant combinations of order parameters that contribute to the thermodynamic potential of the system are obtained. The results of experimental studies on switching magnetic states in CuMnAs are interpreted. It has been shown that in antiferromagnets of tetragonal symmetry, the action of a spin current leads to the canting of magnetic sublattices and the emergence of weak ferromagnetism. Aspects of the dynamics of magnetization in anitferromagnets of tetragonal symmetry are considered.*

Keywords: *conducting antiferromagnets, electric current, spin current, symmetry*

В последние годы активное развитие получила концепция антиферромагнитной спинтроники [1], что связано с возможностями технологического использования преимуществ антиферромагнитно упорядоченных материалов в современных технологиях. Устойчивость антиферромагнетиков к действию внешнего магнитного поля, высокоскоростная динамика

намагниченности и хорошие транспортные свойства делают эти материалы привлекательными для использования в устройствах памяти произвольного доступа, в том числе, в качестве компонент спин-туннельных магниторезистивных элементов.

В данной работе рассмотрен CuMnAs, электронная структура, магнитные и транспортные свойства которого достаточно хорошо известны [2]. Рассмотрим кристаллическую структуру и магнитные свойства антиферромагнетика CuMnAs. В элементарной ячейке содержится четыре молекулы CuMnAs, кристаллическая структура CuMnAs описывается пространственной группой симметрии D_{4h}^{7} ($P4/nmm_1$). Ионы Mn^{3+} занимают позиции 4c в нотации Вайкопффа. Группа D_{4h}^{7} содержит набор из 16 операций симметрии, из которых можно выделить независимые элементы $4_{2z}^{+}, 2_d, \bar{1}$ в качестве генераторов группы. Расположение элементов симметрии – винтовых осей второго порядка $2_{1x}, 2_{1y}$, винтовой оси четвертого порядка 4_{2z}^{+}, оси второго порядка 2_d и инверсии $\bar{1}$ в элементарной ячейке CuMnAs, а также на ее проекции на плоскость, перпендикулярную главной оси кристалла 4_{2z}^{+} показано на Рис.1.



a) *b)*

Рис.1. a) Элементарная ячейка CuMnAs, b) проекция ячейки на плоскость *ab*, положение основных элементов симметрии.

С кристаллической структурой связан характер магнитного упорядочения. Согласно нейтронографическим данным [2] ионы Mn^{3+} в CuMnAs образуют антиферромагнитно – упорядоченную структуру ***G***-типа при температурах T = 330 – 360 K. На примере высокотемпературного антиферромагнетика CuMnAs проведен теоретико-групповой анализ магнитных состояний, реализуемых в антиферромагнитных кристаллах тетрагональной симметрии. Магнитные параметры порядка, а также компоненты зарядового и спинового токов классифицированы по неприводимым представлениям пространственной группы симметрии кристалла. В рамках подхода Турова [3] интерпретированы результаты экспериментальных исследований переключения магнитных состояний антиферромагнетика CuMnAs под действием импульсов электрического тока [2]. Изучено влияние спинового тока на магнитные структуры CuMnAs, показано, что действие спинового тока приводит к формированию обменно-связанных ферромагнитных структур.

Работа поддержана грантом РНФ № 23-22-00225.

Список использованной литературы:

1. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, et al..// Rev. Mod. Phys. – 2018– 90-015005.
2. P. Wadley et al.// Science – 2016 – 351-587.
3. Е. А. Туров, В. В. Николаев// Успехи физических наук –2005 – 175 – 457.

УДК 538.91

Магнитные свойства твердых растворов $Bi_{1-y}Sm_yFe_{1-x}Ti_xO_3$

Карпинский Д.В.

д.ф.-м.н., старший научный сотрудник института ПМТ МИЭТ,
заведующий лабораторией оксидных материалов ГО «НПЦ НАНБ по материаловедению»

Латушко С.И.

инженер института ПМТ МИЭТ, младший научный сотрудник
ГО «НПЦ НАНБ по материаловедению»

Желудкевич Д.В.

инженер института ПМТ МИЭТ, младший научный сотрудник
ГО «НПЦ НАНБ по материаловедению»

Силибин М.В.

к.т.н., доцент института ПМТ МИЭТ

Аннотация. *Твердые растворы $Bi_{0.88}Sm_{0.12}Fe_{1-x}Ti_xO_3$ с $0 \le x \le 0.1$ полученные методом твердофазных реакций соответствуют области морфотропной фазовой границы «ромбоэдр-орторомб». Измерения намагниченности при комнатной температуре указывают на увеличение остаточной намагниченности в составах с увеличением концентрации ионов титана до $M_R \sim 0,3$ э.м.е./г при $x = 0.06$, дальнейшее увеличение содержания ионов Ti приводит к снижению намагниченности. Снижение температуры приводит к уменьшению остаточной намагниченности, что обусловлено частичным восстановлением пространственно-модулированной спиновой структуры. Измерения намагниченности в слабых (до 10 кЭ) и сильных (до 140 кЭ) полях позволили выделить вклад компонент намагниченности, обусловленные как слабым ферромагнетизмом так и магнитными моментами, локализованными в межфазовых областях двухфазных твердых растворов.*

Ключевые слова*: феррит висмута, мультиферроики, магнитометрия, магнитные свойства, структурные фазовые переходы, морфотропная фазовая граница.*

Magnetic properties of organic solutions $Bi_{1-y}Sm_yFe_{1-x}Ti_xO_3$

Karpinsky D.V.

Doctor of physical and mathematical sciences, senior researcher at Institute of Advanced Materials and Technologies NRU MIET, Head of the Laboratory of oxide materials of the Scientific-Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus"

Latushka S.I.

Engineer at Institute of Advanced Materials and Technologies NRU MIET, junior research fellow at "SPMRC of NASB"

Zheludkevich D.V.

Engineer at Institute of Advanced Materials and Technologies NRU MIET, junior research fellow at "SPMRC of NASB"

Silibin M.V.

Candidate of Technical Sciences, Associate Professor of Institute of Advanced Materials and Technologies NRU MIET

Annotation. *Solid solutions $Bi_{0.88}Sm_{0.12}Fe_{1-x}Ti_xO_3$ with $0 \le x \le 0.1$ prepared by the solid-state reaction method, correspond to the "rhombohedral-orthorhombic" morphotropic phase boundary region. Magnetization measurements performed at room temperature show an increase in remanent magnetization with the titanium ion concentration up to M_R ~ 0.3 emu/g at x = 0.06; a further increase in Ti content leads to a decrease of magnetization. Temperature decrease leads to a decrease in remnant magnetization, which causes partial restoration of the spatially modulated spin structure. Magnetization measurements in weak (up to 10 kOe) and strong (up to 140 kOe) fields allowed to identify the components of magnetization associated with weak ferromagnetism and with unbounded spins located at the phase boundary regions of the mixed phase compounds.*

Keywords: *ferrite-bismuth, multiferroics, magnetometry, magnetic properties, structural phase transitions, morphotropic phase boundary*.

В настоящее время одной из важных задач современного материаловедения, является разработка новых функциональных магнитоэлектрических материалов с магнитными и электрическими параметрами, соответствующими актуальным требованиям электронной промышленности, а также удовлетворяющие современным экологическим нормам. Используемые в настоящее время функциональные оксидные материалы [1-3] обладают определенными недостатками – имеют невысокую диэлектрическую проницаемость в сильных полях, большие диэлектрические потери при высоких частотах, невысокую магнитную восприимчивость, низкие температуры магнитных и электрических фазовых переходов и т.п.. В данной работе исследованы особенности концентрационного фазового перехода «ромбоэдр-орторомб» в системе твердых растворов $Bi_{0.88}Sm_{0.12}Fe_{1-x}Ti_xO_3$ с $0 \le x \le 0.1$. Исследована последовательность изменения структурного состояния составов $Bi_{0.88}Sm_{0.12}Fe_{1-x}Ti_xO_3$ при увеличении концентрации ионов титана, определена область существования полярной ромбоэдрической и орторомбической фаз, обуславливающих комплексное магнитное состояние составов, что вносит существенный вклад в область разработки и получения новых функциональных магнитоэлектрических материалов для создания различных электротехнических устройств.

Синтез керамических составов системы $Bi_{0.88}Sm_{0.12}Fe_{1-x}Ti_xO_3$ с $0 \le x \le 0.1$ проводился методом твердофазных реакций. В качестве исходных реагентов использовались ЧДА оксиды Bi_2O_3, Fe_2O_3, Sm_2O_3 и TiO_2. Смесь химических реактивов, взятых в стехиометрическом соотношении, тщательно перемешивалась в планетарной мельнице RETSCH. Полученные порошки прессовались в таблетки (диаметр 10 мм, толщина 1 мм) при давлении 0.1 ГПа. После отжига при T=900 °C (в течение 20 часов), последующего измельчения и прессования составы синтезировались при температуре ~960 °C (в течение 12 часов). Исследования составов методом дифракции рентгеновского излучения проводились при помощи дифрактометра Adani PowDiX 600 с использованием Cu-Kα излучения. Анализ дифракционных данных проводился методом полнопрофильного анализа Ритвельда с помощью программного комплекса FullProf. Исследования намагниченности составов проводилось с использованием универсальной установки измерения физических свойств PPMS Cryogenic ltd. в диапазоне температур 5 – 300 K и магнитных полях до 140 кЭ.

Данные рентгеноструктурного анализа указывают на высокую фазовую чистоту составов, твердые растоворы $Bi_{0.88}Sm_{0.12}Fe_{1-x}Ti_xO_3$ обладают смешанным структурным

состоянием с преобладанием ромбоэдрической фазы (пр. гр. *R3c*) и незначительным количеством антиполярной орторомбической фазы (пр. гр. *Pbam*). Объемная доля орторомбической фазы постепенно уменьшается от ~50 % в составе $Bi_{0.88}Sm_{0.12}FeO_3$ до ~10 % в составе $Bi_{0.88}Sm_{0.12}Fe_{0.94}Ti_{0.06}O_3$, в твердых растворах с большим содержанием ионов Ti доля орторомбической фазы становится пренебрежимо малой и не обнаруживается рентгеновскими дифракционными измерениями. Химическое замещение ионами Ti также приводит к постепенному уменьшению величины ромбоэдрического искажения, что подтверждается уменьшением отношения параметров *c/a*. Объем элементарной ячейки, рассчитанный для антиполярной орторомбической фазы, также уменьшается с увеличением содержания Ti, хотя эти изменения не столь заметны по сравнению с изменениями, наблюдаемыми для ромбоэдрической фазы (рис. 1). Рассчитанные параметры элементарной ячейки представлены на рисунке 1.

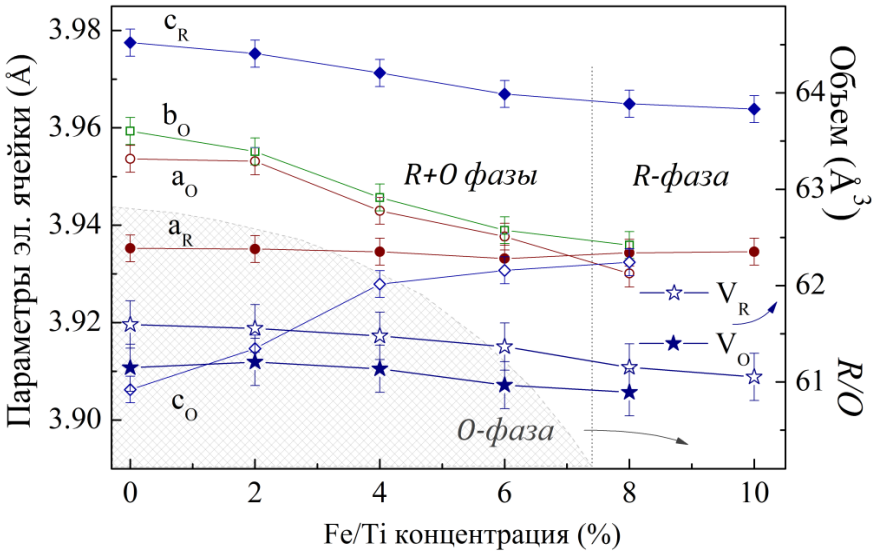


Рис. 1. Рассчитанные параметры элементарной ячейки R- и O- фаз составов $Bi_{0.88}Sm_{0.12}Fe_{1-x}Ti_xO_3$; расчетное объемное соотношение фаз R/O, обозначено штриховой областью.

Петли намагниченности, полученные при комнатной температуре для составов с $x \leq 0.4$, указывают на наличие метамагнитного перехода, индуцированного сильными магнитными полями. Измение магнитной структуры составов вероятно вызвано разрушением пространственно-модулированной спиновой структуры, частично сохранившейся в этих составах при комнатной температуре. Составы с $x \geq 0.6$ характеризуются полным разрушением модулированной магнитной структуры, что сопровождается увеличением величины остаточной намагниченности, которая в составе с $x = 0.06$ достигает 0.28 э.м.е./г (при измерении в сильных магнитных полях) и далее уменьшается с увеличением содержания Ti (рисунок 2). Результаты измерения намагниченности составов со смешанным структурным состоянием ($x < 0.08$) указывают на слабую корреляцию между типом структурных искажений и величиной остаточной намагниченности. Измерения намагниченности, выполненные в слабых полях (до 10 кЭ) позволили выяснить природу различной остаточной намагниченности, наблюдаемой для составов в сильных и слабых магнитных полях.

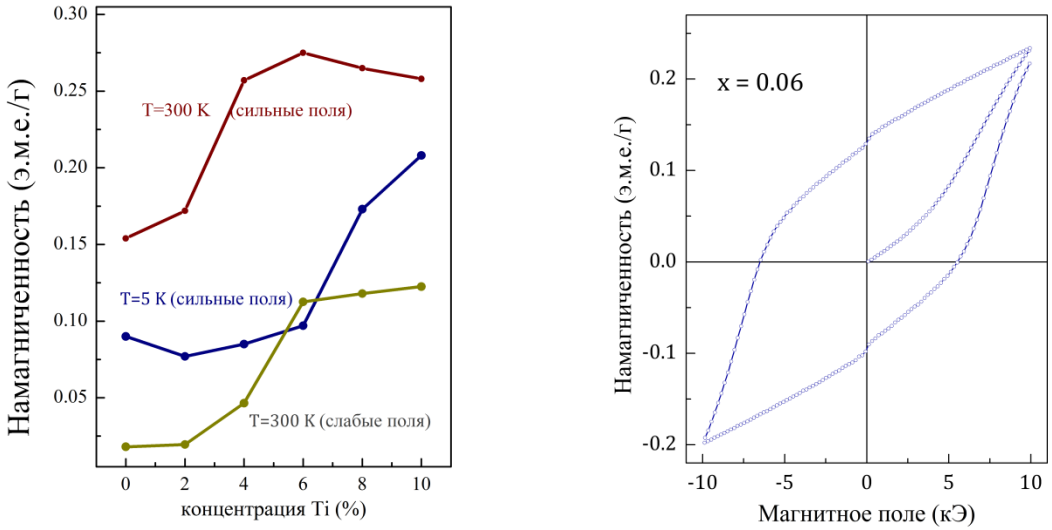


Рис. 2. Зависимости остаточной намагниченности составов $Bi_{0.88}Sm_{0.12}Fe_{1-x}Ti_xO_3$ полученные в режимах измерения сильных и слабых полей (рисунок слева) и петля магнитного гистерезиса состава с x=0.06, полученная в слабых магнтных полях.

Модель, описывающая эволюцию магнитного состояния составов предполагает значительный вклад свободных спинов в остаточную намагниченность, что подтверждается данными намагниченности, полученными в слабых магнитных полях. Намагниченность составов при измерении в сильных магнитных полях обусловлено в значительной степени слабым ферромагнетизмом, т.е. скошенностью магнитных моментов ионов железа, обусловленных взаимодействием Дзялошинского – Мория. Эволюция остаточной намагниченности составов обусловлена главным образом слабым ферромагнетизмом и изменениями пространственно-модулированной спиновой структуры; которая в значительной степени зависит от температуры и химической однородности структурного состояния. Компонента намагниченности, связанная со свободными спинами, вносит значитльный вклад в остаточную намагниченность в слабых магнитных полях, поскольку намагниченность, вызванная слабым ферромагнетизмом фрустрирована в магнитных фазах твердых растворов со смешанным структурным состоянием.

Работа выполнена при поддержке РНФ (23-19-00347).

Список использованной литературы:

1. D. Kan, L. Pálová, V. Anbusathaiah, C. Cheng, S. Fujino, V. Nagarajan, K. M. Rabe, and I. Takeuchi// Adv. Funct. Mater. – 2010 – vol. 20 – p. 1108.
2. L. Tang, X. Zhou, M. Habib, J. Zou, X. Yuan, Y. Zhang, and D. Zhang// Ceramics International – 2023 – vol. 49 – p. 31965.
3. Z. Liao, W. Sun, Q. Zhang, J. Li, and J. Zhu// J. Appl. Phys. – 2019 – vol.125 – p. 175113.

УДК 537.611.45:537.622.5:543.429.3

Сверхтонкие взаимодействия и пространственная спин-модулированная структура в мультиферроиках $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ (x = 0 – 0.10)

Покатилов В.С.

д.ф.м.н., в.н.с., Институт перспективных технологий и индустриального программирования РТУ МИРЭА

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Русаков В.С.

д.ф.м.н., профессор, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Гапочка А.М.

к.ф.м.н., н.с, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Кубрин С.П.

д.ф.-м.н., в.н.с., НИИ физики Южного Федерального Университета

Сигов А.С.

д.ф.м.н., зав. кафедрой, Институт перспективных технологий и индустриального программирования РТУ МИРЭА

Аннотация. *Представлены данные рентгеновских и мессбауэровских мультиферроиков $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ (x = 0 – 0.10), полученных методом твердофазного синтеза. Кристаллическая структура образцов ромбоэдрическая R3c. Измерены концентрационные зависимости параметров кристаллической решетки. Мессбауэровские спектры ядер ^{57}Fe расшифровывались в рамках модели пространственной спин-модулированной структуры циклоидного типа с учетом существования позиций катионов железа с различным кислородным окружением. Показано, что замещение трехвалентных катионов висмута двухвалентными катионами стронция приводит к сильному увеличению параметра ангармонизма спиновой модуляции.*

Ключевые слова*: мультиферроики, пространственная спин-модулированная структура, параметр ангармонизма, мессбауэровская спектроскопия*

Hyperfine interactions and spatial spin-modulated structure in $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ multiferroics (x = 0 – 0.10)

Pokatilov V.S.

Dr.Sc, Leading Researcher, Institute of Advanced Technologies and Industrial Programming of RTU MIREA

Vereshchagin Institute of High Pressure Physics of the Russian Academy of Sciences

Rusakov V.S.

Dr.Sc, Professor, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Gapochka A.M.

Ph.D., Associate Professor, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Kubrin S.P.

Dr.Sc, Leading Researcher, Research Institute of Physics Southern Federal University

Sigov A. S.

Dr.Sc, Head of the Department Institute of Advanced Technologies and Industrial Programming of RTU MIREA

Annotation*.The data of X-ray and Mössbauer studies of multiferroics $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ (x = 0 – 0.10), obtained by solid-phase synthesis, are presented. The crystal structure of the samples is rhombohedral R3c. The concentration dependences of the crystal lattice parameters were measured. The Mossbauer spectra of 57Fe nuclei were decoded within the framework of a model of a spatial spin-modulated cycloidal structure, taking into account the existence of positions of iron cations with different oxygen environments. It is shown that the substitution of trivalent bismuth cations with divalent strontium cations leads to a strong increase in the anharmonicity parameter of spin modulation.*

Keywords*: multiferroics, spatial spin-modulated structure, anharmonicity parameters, Mössbauer spectroscopy*

Целью настоящей работы являлось исследование влияния замещения трехвалентных ионов висмута двухвалентными ионами стронция в системе $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ (x = 0 – 0.10) с ромбоэдрической структурой на ПСМС и ее параметры методом мессбауэровской спектроскопии при температурах 295 и 87 K.

Поликристаллические образцы системы $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ были приготовлены методом твердофазного синтеза [1]. Для улучшения качества месссбауэровских спектров и уменьшения времени измерений образцы обогащались стабильным изотопом ^{57}Fe в количестве 10 моль %.

Кристаллическая структура образцов системы $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ ($x = 0 – 0.10$) исследовалась методом порошковой рентгеновской дифрактометрии на дифрактометре MiniFlex 600 с использованием $Cu_{K\alpha}$-излучения с длиной волны λ = 1,54 Å (в режиме работы: I = 15 мА, U = 40 кВ). Дифрактограммы регистрировались в геометрии Брэгга–Брентано с шагом 0,02° в диапазоне углов 10–80° с использованием Ni-фильтра на дифрагированном пучке и высокоскоростного кремниевого ленточного 1D детектора D/teX Ultra. Фазовый анализ проводился с помощью программы SmartLab Studio II (Rigaku Corporation) и базы данных PDF-2. Уточнение структурных параметров проводился методом Ритвельда.

Мессбауэровские спектры ядер ^{57}Fe снимались в геометрии поглощения на спектрометре MS1104Em (НИИ физики, г. Ростов на Дону) в режиме постоянных ускорений с источником $^{57}Co(Rh)$ при 295 и 87 K. Обработка спектров осуществлялась методом модельной расшифровки с помощью программы SpectrRelax [2].

Рентгенографический анализ показал, что замещение Bi^{3+} на Sr^{2+} в рассматриваемой области составов ($x \le 0.10$) синтезированных поликристаллических образцов $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ кристаллическая структура остается ромбоэдрической подобно кристаллической структуре $BiFeO_3$ с пространственной группой $R3c$. Все исследованные образцы содержали небольшое, не более 2-4%, количество примесной фазы $Bi_2Fe_4O_9$. В гексагональном представлении параметр a практически не изменяется, а параметр c заметно уменьшается при увеличении количества атомов Sr^{2+} в ферритах $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ при $x \le 0.10$ (см. рис. 1). Эти данные показывают, что атомы Sr^{2+} замещают атомы Bi^{3+} в ромбоэдрической структуре и образуют твердые растворы в области составов x = 0 – 0.10.

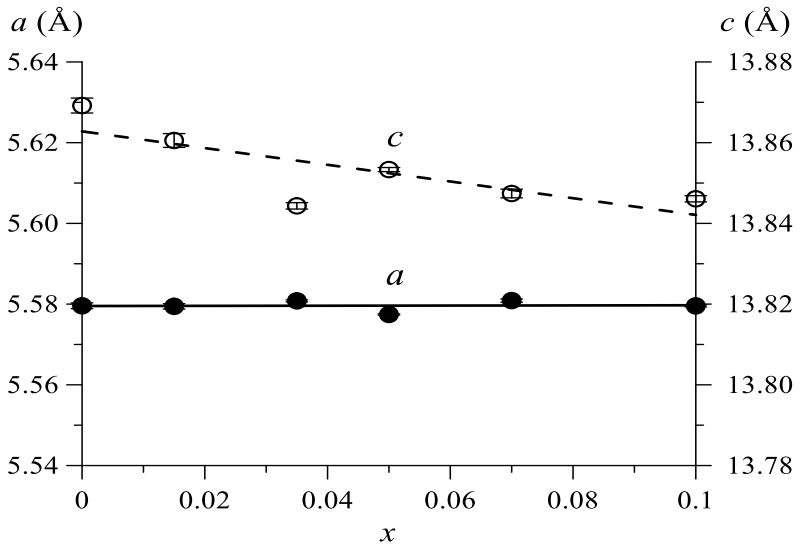


Рис. 1. Концентрационные зависимости параметров элементарной ячейки исследованных мультиферроиков $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ при 295 К.

Для адекватного описания мессбауэровских спектров ядер ^{57}Fe в мультиферроиках $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ с x = 0 – 0.10 рассматривалось существование катионов железа Fe^{3+} в позициях с различным ближайшим кислородным окружением: позиции с шестью Fe(6) (октаэдрические позиции), с пятью Fe(5) (квадратно-пирамидальные позиции) и четырьмя Fe(4) (тетраэдрические позиции) анионов кислорода. Этим катионам железа соответствуют три парциальных спектра с различными параметрами сверхтонкой магнитной структуры. При расшифровке экспериментальных спектров замещенных ферритов висмута $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ все эти парциальные спектры соответствовали модели единой ангармонической спиновой волны, в которой принимают участие спины всех атомов железа с различным окружением. В результате были определены значения параметров сверхтонких взаимодействий (СТВ): изомерного сдвига δ, константы квадрупольного взаимодействия e^2qQ, изотропного H_{is} и анизотропного H_{an} сверхтонких полей в области расположения ядра, параметра ангармонизма m спиновой волны. Параметр $0 \le m \le 1$ количественно определяет степень ангармоничности при переходе от идеальной спиновой циклоиды ($m = 0$) к квадратной спин-модулированной структуре ($m \approx 1$) [3].

На рис. 2 представлена концентрационные зависимости параметра ангармонизма m ПСМС циклоидного типа при 295 и 87 К в ферритах $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ (x = 0 – 0.10) с ромбоэдрической структурой. Из рис. 2 следует, что при малых замещениях трехвалентных ионов Bi^{3+} двухвалентными ионами Sr^{2+} при понижении температуры параметр ангармонизма m значительно увеличивается (более, чем в 2 раза). Для чистого феррита $BiFeO_3$ m увеличился от 0.15(4) при 295 К до 0.33(6) при 87 К. Однако для составов, близких к x = 0.10 (границе фазового перехода из ромбоэдрической фазы в кубическую), параметр почти не изменился и принимает значение, близкое к значению $m \sim 0.50$ при комнатной температуре.

Эти данные показывают, что при замещении катионов Fe^{3+} на катионы Sr^{2+} в мультиферроиках $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ (x = 0 – 0.10) происходит перегруппировка магнитных моментов атомов железа по длине ПСМС, увеличивается относительное количество магнитных моментов атомов железа, направленных вдоль “легкой оси” c по отношению к количеству магнитных моментов атомов железа, лежащих в “легкой плоскости”, перпендикулярной оси c. Это означает, что при замещении атомов Fe^{3+} атомами Sr^{2+} и понижении температуры увеличиваются искажения октаэдров, увеличивается константа одноосной анизотропии [4].

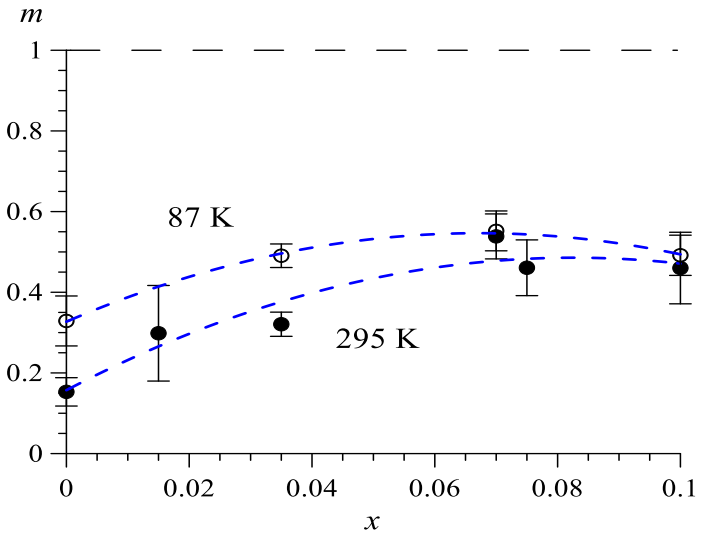


Рис. 2. Концентрационные зависимости параметра ангармонизма *m* спиновой модуляции в исследованных мультиферроиках $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ при 295 и 87 К.

Замещение катионов Fe^{3+} катионами Sr^{2+} в мультиферроиках $Bi_{1-x}Sr_xFeO_{3-y}$ (x = 0 – 0.10) при T = 295 К приводит к сжатию решетки вдоль оси *c* (рис. 1). Это искажение октаэдров вдоль оси *c*, дополнительное к тому, которое уже существует в $BiFeO_3$ из-за смещения катионов $Bi^{3+,}$ анионов O^{2-} и катионов Fe^{3+} вдоль оси *c* (при переходе из неполярной фазы в полярную при T_C) – так называемые сегнетоэлектрические искажения, увеличивает одноосную анизотропию K_u [4].

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание для университетов № ФГФЗ-2023-0005), а также программы развития экспериментальной приборной базы Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Список использованных источников:

1. Покатилов В.С., Сигов А.С., Коновалова А.О., Покатилов В.В. Магнитные и электронные состояния ионов железа в перовските $Bi_{0.9}Sr_{0.1}FeO_3$ // Известия РАН. Серия Физическая. – 2010. – Т. 74, № 8. – С. 1166–1168

2. Matsnev M.E. and Rusakov V.S. SpectrRelax: an application for Mössbauer spectra modelling and fitting // AIP Conference Proceedings. – 2012. – V. 1489. – P. 178–185.

3. Rusakov V.S., Pokatilov V.S., Sigov A.S., Matsnev M.E., Gapochka A.M., Pyatakov A.P. The effect of temperature on parameters of hyperfine interactions and spatial spin-modulated structure in multiferroic $BiFeO_3$ // Ferroelectrics. – 2020, V. 569. – P. 286–294.

4. Park J.-G., Le M. D., Jeong J., Lee S. J. Phys. Structure and spin dynamics of multiferroic $BiFeO_3$ // Condens. Matter. – 2014 – V.26. – P. 1–32.

УДК 538.955

Замещенный иттрием феррит висмута: золь-гель метод синтеза

Тарасенко Т.Н.

к.ф.-м.н., ст. науч.сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Михайлов В.И.

к.ф.-м.н., ст. науч.сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Ковалев О.Е.

мл. науч.сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Грибанов И.Ф.

к.ф.-м.н., ст. науч.сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Демидова Е.А.

инженер, Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Головчан А.В.

к.ф.-м.н., ст. науч.сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Аннотация. *Магнитные свойства поликристаллических мультиферроиков $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ ($x=0.05$-0.3), полученных золь-гель синтезом, исследованы в магнитных полях до 9.7 кЭ. Намагниченность насыщения M_s возрастает с ростом x, что обусловлено искажениями кристаллической решетки, приводящими к разрушению спиновой циклоиды, характерной для $BiFeO_3$. Зависимости $M_s(x)$ коррелируют с данными рентгеноструктурного анализа: сосуществование при $x \geq 0.15$ ромбоэдрической R*3*c и орторомбической Pbnm* фаз.

Ключевые слова: *мультиферроики $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$, золь-гель метод синтеза, кристаллическая структура, намагниченность насыщения*

Yttrium-substituted bismuth ferrite: sol-gel method of synthesis

Tarasenko T.N.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher,
Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering

Mikhaylov V.I.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher
Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering

Kovalev O.Ye.

Junior scientist, Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering

Gribanov I.F.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher,
Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering

Demidova Ye.A.

Engineer, Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering

Golovchan A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher
Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering

Annotation. *Magnetic properties of polycrystalline multiferroics $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ (x=0.05-0.3) obtained by sol-gel synthesis have been investigated in magnetic fields up to 9.7 kOe. The saturation magnetisation Ms increases with increasing x, which is due to the distortions of the crystal lattice eading to the destruction of the spin cycloid characteristic of $BiFeO_3$. The Ms(x) dependences correlate with the data of X-ray diffraction analysis: coexistence of rhombohedral R3c and orthorhombic Pbnm phases at x≥0.15.*

Keywords: *multiferroics $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$, sol-gel method of synthesis, crystal structure, magnetization of saturation*

Разрушение спиральной спиновой структуры (циклоиды), характерной для феррита висмута $BiFeO_3$ (BFO) [1], для проявления в нем «скрытого» ферромагнетизма (ФМ) можно достичь способом изовалентного замещения ионов Bi^{3+} ионами редкоземельных металлов и/или ионов Fe^{3+} – ионами переходных металлов [2-5]. С другой стороны, можно получать образцы замещенного BFO в наноразмерном состоянии, при этом их размер должен быть сравнимым с периодом циклоиды (≤62 нм) [1].

Данная работа посвящена изучению магнитных свойств замещенных иттрием образцов мультиферроика BFO, $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ ($0.05 \le x \le 0.3$), полученных золь-гель синтезом [4]. В качестве исходных компонентов для серии образцов твердых растворов $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ (x = 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3) были взяты высокочистые оксиды (марки ОСЧ) Y_2O_3, Bi_2O_3 и карбонильное железо в стехиометрическом соотношении. Растворением в разбавленной азотной кислоте был получен раствор нитратов, лимонную кислоту добавляли в как комплексообразователь и в качестве гелеобразующего агента - этиленгликоль. После выпаривания реакционной смеси до гелеобразного состояния и дальнейшего нагрева получался сухой осадок, который прокаливался при постепенном повышении температуры до 600 °С. Полученные нанопорошки (~40 нм) спрессовывались в таблетки толщиной 1.5 мм и диаметром 8 мм с последующим отжигом при температуре 850 °С (10 минут). Для стабилизации свойств образцов был произведен их дополнительный обжиг при 1000 °С (5 ч).

Рентгенофазовый анализ образцов $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ показал, что при x = 0.05 и 0.1 структура незначительно отличается от исходной ромбоэдрической структуры (пр. гр. *R3c*) “чистого” BFO (рис. 1). С дальнейшим ростом степени замещения (x≥0.15), наряду с рефлексами ромбоэдрической структуры, появляются рефлексы орторомбической фазы (пр. гр. *Pbnm*) [4].

Концентрационная зависимость намагниченности насыщения $M_s(x)$ для системы $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ (x=0.05-0.3) представлена на рис. 2. С увеличением содержания иттрия в $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ до x=0.3 $M_s(x)$ монотонно возрастает в отличие от синтезированных золь-гель методом образцов ВФО, в которых, кроме замещения висмута иттрием, ионы Fe^{3+} частично замещены ионами Mn^{3+} [2], где $M_s(x)$ имеет максимум при x=0.075, а затем убывает.

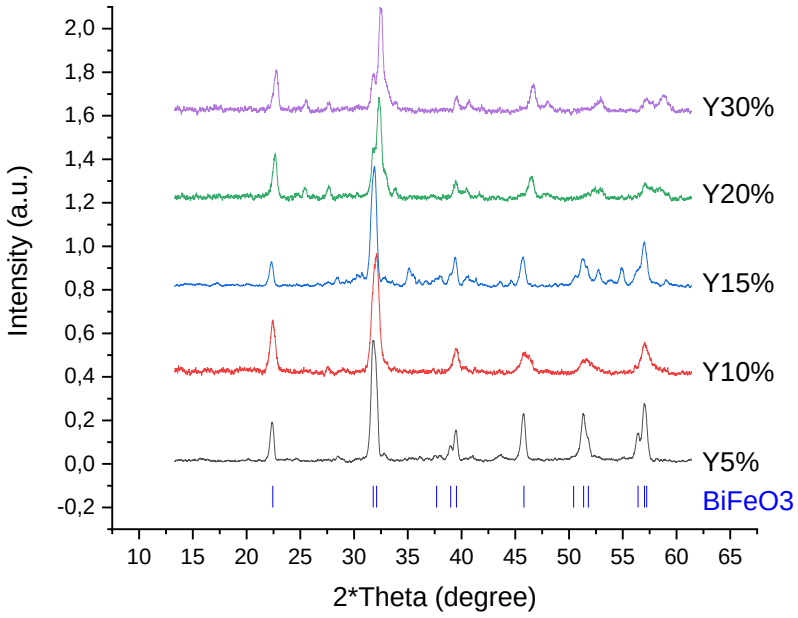


Рис.1. Рентгенодифрактограммы образцов мультиферроиков $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ для различных степеней замещения x при комнатной температуре

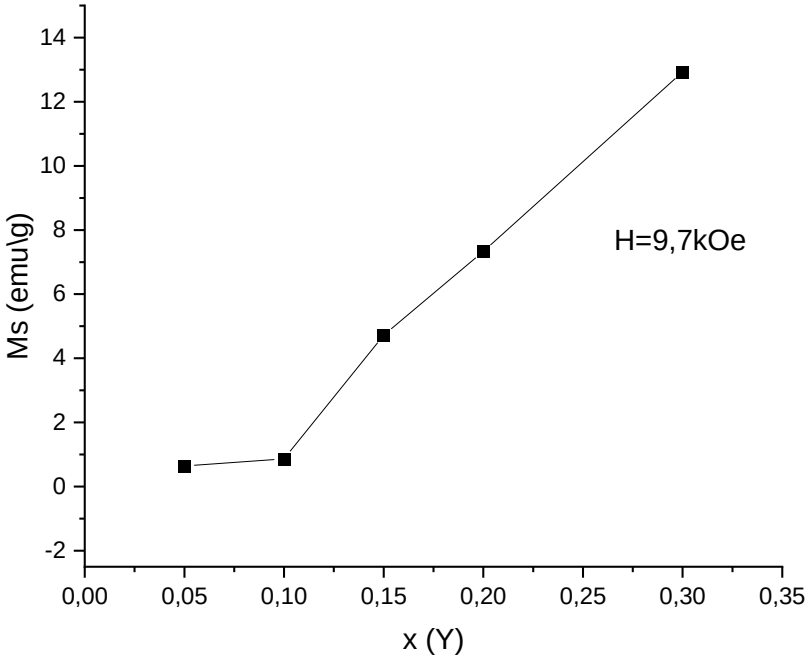


Рис. 2. Концентрационная зависимость намагниченности насыщения для составов $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ при $0.05 \le x \le 0.3$ в поле H = 9.7 kOe

Характер зависимости $M_s(x)$, полученной в нашей работе [4], согласуется с данными работы [5], в которой серия образцов $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ (x = 0.05-0.2) была получена твердофазным синтезом. Однако в нашей работе составы с x = 0.05 и 0.1 имеют меньшую намагниченность, чем образцы таких же составов в [5]. На рентгенодифрактограммах [5] имеются, помимо побочных примесных фаз силленита $Bi_{25}FeO_{39}$ и муллита $Bi_2Fe_4O_9$, обычно возникающих при

твердофазном синтезе, рефлексы фазы железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$. Кластеры, содержание такие включения, могут давать вклад в намагниченность. Подобная ситуация возможна и при наличии в образцах составов $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ [6] фазы магнетита Fe_3O_4.

Для BFO с двойным замещением (Sm и Mn) [7], синтезированных методом холодного прессования под высоким давлением, остаточная намагниченность ФМ фазы увеличивается, достигая максимума при 20 % замещения, и уменьшается при дальнейшем увеличении процентного содержания заместителей [7]. В диапазоне $0.15<x<0.20$ имеет место сосуществование двух фаз: ромбоэдрической *R3c* и орторомбической *Pbam*. При комнатной температуре в этих составах наблюдалось сосуществование ФМ и антиферромагнитной фаз.

Таким образом, в нашей работе, как и во всех рассмотренных случаях изовалентного замещения мультиферроика BFO, при определенной степени замещения, помимо *R3c*–фазы, наблюдалось возникновение орторомбической фазы и сосуществование обеих фаз в некоторой области замещений.

Структурные искажения, создаваемые присутствием немагнитного иона Y^{3+} с меньшим ионным радиусом по сравнению с ионным радиусом Bi^{3+}, вызывают разрушение спиновой циклоиды, характерной для BFO, тем самым проявляя «скрытый» ферромагнетизм и объемную намагниченность BFO, легированного иттрием. Этому способствует также получение нанопорошковых образцов $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ золь-гель синтезом.

Список использованных источников:

1. Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // УФН. – 2012. – Т. 182, № 6. – С. 593–620.
2. Pandey R., Pradhan L.K., Kumar P., Kar M. Double crystal symmetries and magnetic orderings in co-substituted (Y and Mn) bismuth ferrite // Ceram. Int. – 2018. – V. 44, No 15. – P. 18609-18616.
3. Тарасенко Т.Н., Михайлов В.И., Кравченко З.Ф., Бурховецкий В.В., Изотов А.И., Легенький Ю.А., Живулько А.М., Янушкевич К.И., Аплеснин С.С. Роль замещений марганцем катионов железа в изменении магнитных и электрических характеристик магнитоэлектриков $BiFe_{1-X}Mn_XO_3$ (x = 0.05 И 0.15) // Изв. РАН. – 2023. – Т. 87, № 3. – С. 412–416.
4. Михайлов В.И., Тарасенко Т.Н., Кравченко З.Ф., Ковалев О.Е., Грибанов И.Ф., Давыдейко Н.В., Демидова Е.А, Потапская О.Н., Головчан А.В. Магнитные характеристики мультиферроиков $Bi_{1-x}Y_xFeO_3$ ($0.05 \leq x \leq 0.3$), синтезированных золь-гель методом // Физика и техника высоких давлений. – 2023. – Т. 33, № 4. – С. 26-35.
5. Bao Lin F., Hao X., Zhao Xian X. Structure and multiferroic properties of Y-doped $BiFeO_3$ ceramics // Chinese Sci. Bull. – 2010. – V. 55, No 4-5, – P. 452–456.
6. Кравцова П.Д., Томкович М.В, Волков М.П., Бурьяненко И.В., Семёнов В.Г., Попков В.И., Ломанова Н.А. Магнитные свойства нанокристаллических материалов на основе системы $(1 - x)BiFeO_3–(x)YFeO_3$ // ФТТ – 2023. – Т.65, Вып.12. – С.2212–2215.
7. Макоед И.И., Ревинский А.Ф., Лозенко В.В., Галяс А.И., Демиденко О.Ф., Живулько А.М., Янушкевич К.И., Мощалков В.В. Особенности поведения магнитных свойств мультиферроиков $Bi_{1-x}Sm_xFeO_3$, синтезированных под высоким давлением // ФТТ. – 2017. – Т.59, Вып.8. – С. 1514-1519.

УДК 537.6/.8

Мультикалорические материалы и эффекты

Амиров А.А.

с.н.с. Институт физики им Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

Аннотация. *Термины «мультикалорический эффект» и «мультикалорики» являются относительно новыми терминами и объединяют в себе явления и материалы, связанные с сосуществованием известных калорических эффектов под действием внешних сил различной природы (магнитного поле, электрическое поле, механическое воздействие). Мультикалорические материалы на сегодняшний день находятся в фокусе внимания исследователей в качестве перспективной основы для улучшения эффективности известных твердотельных систем охлаждения работающих на одиночных калорических эффектах. Особый интерес с фундаментальной точки зрения представляют перекрестные эффекты, наблюдаемые при комбинационном воздействии внешних полей, а также природа взаимосвязи магнитных, электрических, теплофизических свойств и структуры при таких воздействиях.*

Ключевые слова: *мультикалорический эффект, мультикалорики, мультикалорические материалы, мультиферроики, калорические эффекты*

Multicaloric materials and effects

Amirov A. A.

Amirkhanov Institute of Physics, Dagestan Scientific Center of Russian Academy of Sciences

Annotation. *The terms "multicaloric effect" and "multicaloric" are relatively new concepts and combine phenomena and materials associated with the coexistence of known caloric effects under the influence of external forces of various nature (magnetic field, electric field, and mechanical action). Multicaloric materials are currently in the focus of researchers' attention as a promising basis for improving the efficiency of well-known solid-state cooling systems operating on single caloric effects. Of particular interest from a fundamental point of view are the cross-effects observed under the combined action of external fields, as well as the nature of the relationship of magnetic, electrical, thermophysical properties and structure under such influences.*

Keywords: *multicaloric effect, multicaloric, multicaloric materials, multiferroics, caloric effects*

В последние годы значительно вырос интерес к поиску и исследованию материалов, в которых наблюдаются гигантские калорические эффекты (КЭ) различной природы, в связи с возможностью их практического использования в альтернативных твердотельных системах охлаждения. Известны магнитокалорический (МКЭ), электрокалорический (ЭКЭ), механокалорический (МехКЭ) (частные случаи, барокалорический (БКЭ) и эластокалорический (ЭлКЭ)) эффекты, природа возникновения которых обусловлена изменениями температуры (энтропии) при изменении величин соответствующих внешних магнитных, электрических или упругих полей. Одним из современных и активно исследуемых в последние годы направлений в физике конденсированного состояния является подход, основанный на идее использования парных КЭ. Основанный на наблюдении хотя бы двух из известных КЭ подход к исследованию термодинамических свойств материалов получил объединительный термин «мультикалорический», а материалы, в которых наблюдаются эти

эффекты – «мультикалорики» и рассматриваются в качестве перспективной основы для улучшения эффективности энергетических систем, основанных на одиночных калорических эффектах [1-3].

Мультикалорический эффект, обратимое изменение температуры (энтропии) вещества в адиабатических (изотермических) условиях при воздействии двух или более внешних полей (магнитного, электрического и механического напряжения) [4]. Одновременное или последовательное наблюдение двух или более калорических эффектов называют мультикалорическими эффектами. Каждому виду калорического эффекта соответствует определённое внешнее поле или воздействие. Так, внешним полем для магнитокалорического эффекта является магнитное поле напряжённостью H, электрокалорического – электрическое поле напряжённостью E, механокалорического – механическое напряжение σ (для ЭлКЭ) или гидростатическое давление p (для БКЭ). Хотя внешнее воздействие для эласто- и барокалорического эффектов имеет единую природу, в первом случае оно – одноосно, а во втором – изотропно. Известны также такие виды механокалорического эффекта, как флексокалорический и торсиокалорический, в которых типом механического воздействия являются изгиб и кручение, соответственно. Данные виды механокалорических эффектов на сегодняшний день мало изучены.

Возможность сосуществования МКЭ и ЭлКЭ при приложении магнитного поля и давления впервые обсуждалась российскими физиками А. М. Тишиным и Ю. И. Спичкиным, которые предложили формулу для их расчёта [5]. Позднее идея о гигантских калорических эффектах в области фазового перехода 1-го рода была высказана Л. Маноса (Mañosa L.), которые обнаружили гигантский БКЭ в сплаве Гейслера Ni–Mn–In, обладающем МКЭ, а затем и в сплаве Fe-Rh [6]. В целом, калорические эффекты схожи, и параметры, характеризующие их природу – изотермическое изменение энтропии ΔS и адиабатическое изменение температуры ΔT – могут быть представлены общими формулами:

$$\Delta S = \int \left(\frac{\partial X}{\partial T}\right)_Y dY$$

$$\Delta T_{AD} = -\int \frac{T}{C_Y}\left(\frac{\partial X}{\partial T}\right)_Y dY,$$

где Y – соответствующее внешнее поле (E, H, σ или p), $\frac{\partial X}{\partial T}$ – температурная производная сопряжённого параметра порядка (поляризации, намагниченности, линейной или объёмной деформации), C_Y – теплоёмкость в соответствующем поле Y. Мультикалорический эффект не является суммой одиночных калорических эффектов, а связан с взаимодействием между магнитной, электрической подсистемами и структурой материала, что даёт соответствующий вклад в суммарный эффект.

Мультикалорики могут быть отнесены к мультиферроикам – материалам, в которых сосуществует не менее двух видов из известных ферроупорядочений (магнитного, сегнетоэлектрического, сегнетоэластического). Поскольку наличие каждого вида упорядочения связано с соответствующим калорическим эффектом, которые, кроме того, ещё и взаимосвязаны между собой, то в мультиферроиках потенциально могут наблюдаться мультикалорические эффекты. Теоретические и экспериментальные работы указывают на реализуемость этой идеи. Так например, в поликрикристаллическом образце $0{,}8Pb(Fe_{1/2}Nb_{1/2})O_3–0{,}2Pb(Mg_{1/2}W_{1/2})O_3$ были экспериментально обнаружены магнитокалорический (~ 0,26 K в магнитом поле 7 Тл при температуре 5 K) и электрокалорический (~ 0,25 K в электрическом поле 60 кВ/см при температуре 180 K) эффекты [7].

На сегодняшний день не существует общепринятой классификации мультикалориков, однако она, очевидно, может быть аналогична классификации мультиферроиков. Можно выделить: а) «природные» мультикалорики – однофазные соединения, природа калорических и мультикалорических эффектов в которых связана с магнитным, электрическим упорядочением и их взаимосвязью со структурой, а также магнитоэлектрическим взаимодействием; б) искусственные мультикалорики – композитные структуры различного

типа связности, калорические и мультикалорические эффекты в которых являются продуктом свойств каждой из компонент, а также результатом их межфазного взаимодействия.

Экспериментальные работы по поиску «природных» мультикалориков с комбинированными МКЭ и ЭКЭ не достигли существенного прогресса. Такие соединения преимущественно демонстрируют слабый магнитоэлектрический эффект, а калорические и мультикалорические эффекты в основном наблюдаются в области низких температур, что делает их практическое применение невозможным. Более успешным оказался подход по изучению природных магнитокалорических материалов с фазовым переходом 1-го рода при одновременном или последовательном наложении магнитного поля и гидростатического (или одноосного) давления [8-9]. Так, на примере сплава Гейслера показана возможность использования мультикалорического эффекта для уменьшения гистерезисных явлений в материалах с гигантским МКЭ и улучшения эффективности цикла, основанного на магнитном охлаждении. В композитных мультикалориках экспериментально продемонстрирована возможность управления температурой фазового перехода и гистерезисом магнитной компоненты композита, через механическое воздействие пьезоэлектрической компоненты, при подаче на неё электрического напряжения [10].

В настоящее время в экспериментальных исследованиях мультикалорических эффектов можно выделить следующие тенденции: а) поиск, получение и исследование новых композитных структур (смесевых (керамических, полимерных), цилиндрических, слоистых (двух или мультислойных)), состоящих из компонентов с исходными высокими значениями калорических эффектов, магнитострикционных и пьезоэлектрических параметров в области комнатных температур; б) развитие и совершенствование экспериментальных методик одновременного приложения постоянных и циклических внешних полей (магнитного, электрического и механического) в «природных» мультикалориках.

Список использованной литературы:

1. Hou H., Qian S., Takeuchi I., Materials, physics and systems for multicaloric cooling, Nat. Rev. Mater. 2022. –V.7 – P.633–652.
2. Amirov A.A., Tishin A. M., Pakhomov O.V., Multicalorics – new materials for energy and straintronics (Review) // Phys. Solid State. – 2022 – V.64. – P.395-409.
3. Stern-Taulats E. et al. Multicaloric materials and effects //MRS Bulletin. – 2018. – V. 43. – №. 4. – P. 295-299.
4. Амиров А.А., Мультикалорический эффект // Научно-образовательный портал «Большая российская энциклопедия» – 2023.
5. Tishin A. M. and Spichkin Y. I. The Magnetocaloric Effect and Its Applications// Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia – 2003 – pp. 58-62.
6. Manosa L., Gonzalez-Alonso D. , Planes A., Bonnot E. , Barrio M., Tamarit J. L. , Aksoy S., Acet M. Giant solid-state barocaloric effect in the Ni–Mn–In magnetic shape-memory alloy // Nature Materials. – 2010. – V.9. – P. 478-481.
7. Ursic H., Bobnar V., Malic B., Filipic C., Vrabelj M., Drnovsek S., Jo Y, Wencka M., Kutnjak Z. A multicaloric material as a link between electrocaloric and magnetocaloric refrigeration// Scientific Reports. – 2016. – V.6. – P. 26629.
8. Gràcia-Condal A., Stern-Taulats E., Planes A. Mañosa L. Caloric response of $Fe_{49}Rh_{51}$ subjected to uniaxial load and magnetic field// Phys. Rev. Materials.-2018.- V.2.-084413
9. Gottschall T., Gràcia-Condal A., Fries M., Taubel A., Pfeuffer L., Mañosa L., Planes A., Skokov K. P. and Gutfleisch O. A multicaloric cooling cycle that exploits thermal hysteresis// Nature Materials. – 2018. – V.17. – P. 929–934.
10. Liu Y. et al. Large reversible caloric effect in FeRh thin films via a dual-stimulus multicaloric cycle //Nature communications. – 2016. – V. 7. – P. 11614.

УДК 537.633, 537.622

Мультиферроэлектрические явления в ортоферрите гадолиния в области низкотемпературных фазовых переходов

Иванов В.Ю.

к. ф.-м.н., в.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Кузьменко А.М.

к. ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Тихановский А.Ю.

м.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Мухин А.А.

к. ф.-м.н., в.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Аннотация. *Работа посвящена детальному экспериментальному исследованию магнитных, магнитоэлектрических и магнитодиэлектрических свойств орторомбического мультиферроика $GdFeO_3$ при намагничивании вдоль основных кристаллографических осей. Обнаружены характерные аномалии на температурных и полевых зависимостях исследуемых величин, связанные с переворотом слабого ферромагнитного момента Fe при H||c и спин-флоп переходом в обеих Gd- и Fe- подсистемах при H||a.* Для последнего случая построена магнитная фазовая диаграммы при $T \leq 20$ К.

Ключевые слова: *ортоферрит гадолиния, электрическая поляризация, диэлектрическая проницаемость, намагниченность, спин-переориентационные переходы*

Multiferroical phenomena in gadolinium ortoferrite in the region of low temperature phase transitions

Ivanov V.Yu.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences

Kuzmenko A.M.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences

Tikhanovskii A.Yu.,

Junior Researcher, Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences

Mukhin A.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences

Annotation. *The work is devoted to a detailed experimental study of the magnetic, magnetoelectric and magnetodielectric properties of the orthorhombic multiferroic $GdFeO_3$ in magnetic field along the main crystallographic axes. Characteristic anomalies were found in the temperature and field dependences of the studied quantities, associated with the reversal of the Fe weak ferromagnetic*

moment at H||c and the spin-flop transition in both Gd and Fe subsystems at H||a. For the latter case, a magnetic phase diagram was constructed at T ≤ 15 K.

Keywords: *Gadolinium orthoferrite, electrical polarization, permittivity, magnetization, spin reorientation transitions*

Ортоферрит гадолиния $GdFeO_3$ имеет искаженную структуру перевскита с центросимметричной орторомбической элементарной ячейкой (пр. гр. Pbnm), содержащей по 4 иона Fe^{3+} и Gd^{3+}. Благодаря взаимодействию Дзялошинского-Мория, так же, как и у других редкоземельных ортоферритов, спины железа (S=5/2) упорядочиваются антиферромагнитно при T_N^{Fe} ~ 660 ─ 670 К в слабо скошенную к оси *z* структуру $\Gamma_4(G_xF_z)$ в обозначениях Берто [1]. При температуре $T_N^{Gd} \approx 2.5$ К происходит собственное антиферромагнитное упорядочение моментов гадолиния в нецентросимметричную структуру $\Gamma_5(g_xa_y)$ [2-3].

В работе [4] японскими авторами было обнаружено существование магнитоэлектрического эффекта: спонтанной электрической поляризации вдоль оси *c* при температурах ниже T_N^{Gd}, продемонстрированы температурные зависимости поляризации при *H* || *a* в разных магнитных полях, а также её полевые зависимости при *H* || *a* и *H* || *c* при *T* = 2 К. Возникновение поляризации сопровождалось ростом диэлектрической постоянной *ε*, что было продемонстрировано зависимостями *ε*(*T*) в разных полях при *H* || *a*. Возникновение магнитоэлектрического эффекта связывалось с обменно-стрикционным механизмом.

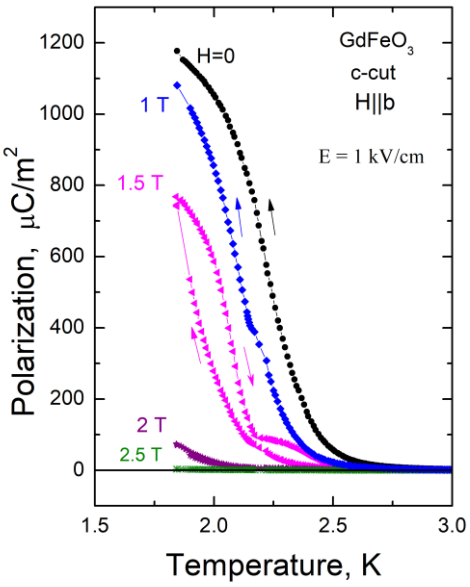


Рис. 1а. Температурные зависимости поляризации вдоль оси c в разных магнитных полях H||b. Стрелки показывают направление изменения температуры (охлаждение или нагрев).

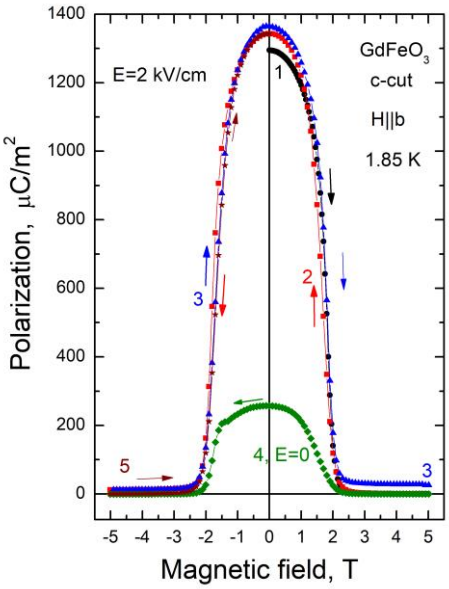


Рис.1б. Зависимость поляризации от магнитного поля H||b при T=1.85 K. Номера – последовательность сканирования по полю (1: 0 → 5 Тл, 2: 5 Тл → -5 Тл, 3:-5 Тл → 5 Тл, 4:5 Тл → -5 Тл, 5: -5 Тл → 0). Кривые 1, 2, 3 и 5 измерены в E=2 кВ/см, кривая 4 – в E=0.

Целью данной работы было более подробное изучение температурных и полевых зависимостей электрической поляризации и радиочастотной диэлектрической проницаемости вдоль оси *c* в магнитных полях, направленных вдоль всех основных кристаллографических направлений. Измерения *ε* проведены и при температурах выше T_N^{Gd}. Полученные данные

дополнены некоторыми магнитными измерениями, Все измерения проведены на установке MPMS-5L (QUANTUM DESIGN).

На рис. 1 приведены температурные и полевые зависимости электрической поляризации, измеренной вдоль оси *c* (P_c), в магнитных полях $H||b$ (этот случай в работе [4] представлен не был). Так же, как и в случаях $H||a$ и $H||c$, при охлаждении в электрическом поле ниже T_N^{Gd} = 2.5 К возникает спонтанная электрическая поляризация, подавляемая в полях ~ 2.5 Тл. Дополнительных аномалий на зависимостях $P_c(H_b)$ не наблюдается. Отметим наличие гистерезиса на зависимостях $P_c(T)$ (показан для H_b = 1.5 Тл) и возникновение поляризации, хотя и меньшей величины, после выведения магнитного поля в E=0, что можно связать с эффектом памяти в доменных стенках ферроэлектрических доменов.

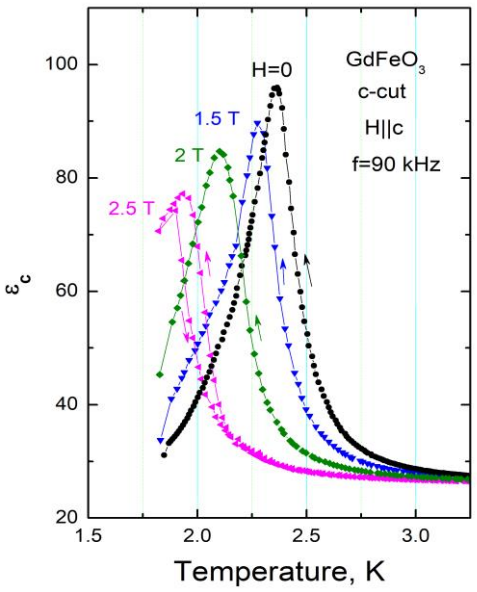


Рис. 2а. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости вдоль оси c в разных магнитных полях H||c.Стрелки показывают направление изменения температуры.

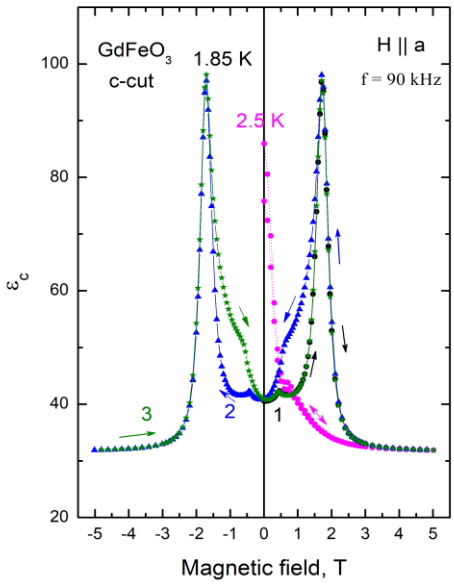


Рис.2б. Зависимость диэлектрической проницаемости от магнитного поля H||a при T=1.85 К (кривые 1 — 3) и 2.5 К. Номера–последовательность сканирования по полю (1: 0 → 5 Тл, 2: 5 Тл → -5 Тл, 3:-5 Тл → 5 Тл.

На рис. 2а приведены температурные зависимости диэлектрической проницаемости, измеренной вдоль оси *c* (ε_c) в разных магнитных полях $H||c$, а на рис 2б – зависимости $\varepsilon_c(H_a)$. Аналогично приведенных в [4] зависимостей $\varepsilon_c(T)$ для $H||a$, магнитные поля $H||c$ также смещают пики диэлектрической проницаемости в сторону низких температур. Зависимости диэлектрической проницаемости от магнитного поля в работе [4] не приводились. Согласно нашим измерениям зависимости $\varepsilon_c(H)$ при всех направлениях магнитного поля при самых низких температурах (1.85 К) имеют похожий вид: сильный рост проницаемости при увеличении поля, достижение максимума в полях, в которых поляризация испытывает максимальную скорость падения, и выход на постоянное значение при дальнейшем росте поля. Однако в области полей меньше 1 Тл на зависимостях $\varepsilon_c(H)$ при $H||c$ и $H||a$ наблюдаются дополнительные аномалии, связанные с переворотом слабого ферромагнитного момента Fe в первом случае и спин-флоп переходом в обеих Gd и Fe- подсистемах во втором случае. При $T = T_N^{Gd}$ = 2.5 К максимум на зависимостях $\varepsilon_c(H)$ смещается к H=0 (малиновая кривая на рис. 2б), а при $T > T_N^{Gd}$ проницаемость в H=0 сильно уменьшается и её полевая зависимость становится слабой. Тем не менее, в случае $H||a$ на зависимостях $\varepsilon_c(H_a)$ в некоторых магнитных полях H_{cr} наблюдается небольшая аномалия, которую мы связываем со спин-флоп переходом

в подсистеме железа: $\Gamma_4(G_xF_z) \rightarrow \Gamma_2(G_zF_x)$ (см. рис. 3). Примерно в тех же магнитных полях наблюдаются слабые аномалии на производных $d\sigma/dH$, полученных дифференцированием кривых намагничивания $\sigma(H_a)$.

На рис. 4 приведен участок фазовой диаграммы, построенный на основе магнитодиэлектрических и магнитных данных. Сплошная черная линия разделяет области с конфигурациями железа $\Gamma_4(G_xF_z)$ и $\Gamma_2(G_zF_x)$. Ниже 2.5 К одновременно с переориентацией спинов железа происходит и спин-флоп моментов гадолиния из конфигурации g_xa_y в конфигурацию g_zf_x. Черная пунктирная линия – экстраполяция границы фаз на область низких температур. Синей штрихпунктирной линией отмечена область существования неколлинеарных конфигураций гадолиниевой подсистемы. В полях выше этой линии происходит спин-флип переход в коллинеарное состояние с исчезновением электрической поляризации.

Проведен анализ наблюдаемых эффектов с учетом допускаемых симметрией магнитоэлектрических взаимодействий, который позволил их объяснить и связать с индуцированными магнитным полем фазовыми переходами.

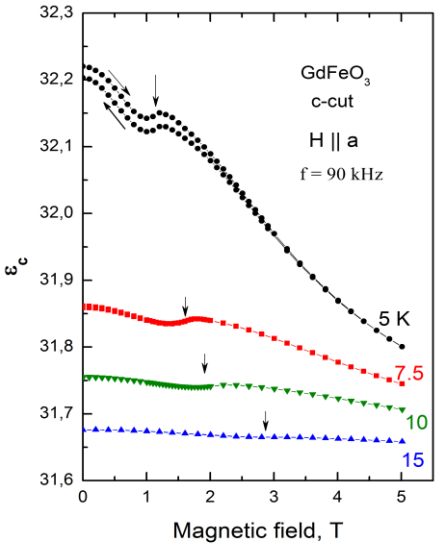


Рис.3. Зависимость диэлектрической проницаемости от магнитного поля H||a при разных температурах выше T_N^{Gd}. Стрелками отмечены аномалии на кривых $\varepsilon_c(H_a)$.

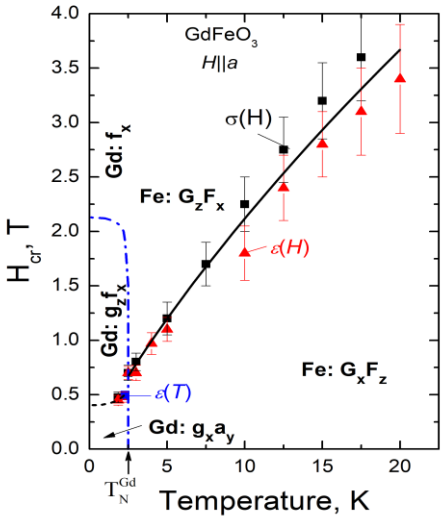


Рис.4. Фазовая диаграмма $GdFeO_3$ при H||a. Черная линия разделяет фазы с разными конфигурациями Fe, синяя штрихпунктирная линия – область АФМ упорядочения Gd.

Работа поддержана грантом РНФ №22-12-00375.

Список использованной литературы:

1. Bertaut, E.F. // in Magnetism Vol. 3 (eds Rado, G. T. and Suhl, H.) (Academic, Press, New York, 1963. pp. 149-209).
2. Cashion, J.D., Cooke, A.H., Martin, D.M. and Wells, M.R. // J. Phys. C ─1970. ─Vol. 3, pp. 1612-1620.
3. Vitebskii, I.M., Kovtun, N.M., Troitskii, G.A. and Khmara, V.M. // Izv. Akad. Nauk USSR, Ser. Fiz. 1988. ─ Vol. 52 ─ pp. 1739-1740.
4. Tokunaga Y., Furukawa N., Sakai H., Taguchi Y., Arima T., and Tokura Y. // Nature Materials. 2009. –Vol. 8–. p. 558.

УДК 537.632

Фазовые переходы в редкоземельных ферроборатах $RFe_3(BO_3)_4$ (*R* = Y, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho)

Фролов К.В.

к.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, КККиФ НИЦ Курчатовский институт

Смирнова Е.С.

к.ф.-м. н., научный сотрудник доцент, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, КККиФ НИЦ Курчатовский институт

Алексеева О.А.

д.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, КККиФ НИЦ Курчатовский институт

Любутин И.С.

д.ф.-м. н., профессор, главный научный сотрудник, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, КККиФ НИЦ Курчатовский институт

Гудим И.А.

к.ф.-м. н., ведущий технолог, Институт физики им Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Редкоземельные ферроборатыы $RFe_3(BO_3)_4$, содержащие две магнитные подсистемы ионов железа и редкоземельных элементов, являются интересными модельными объектами для изучения мультиферроидных свойств. В этих соединениях наблюдаются структурные и магнитные фазовые переходы, динамика которых, а также тип и размерность магнитного упорядочения зависят от радиуса редкоземельного иона и особенностей локальной структуры.*

Ключевые слова: *мультиферроики, ферроборатыы, мёссбаэуровская спектроскопия, монокристальный рентгеноструктурный анализ, фазовые переходы, магнитное упорядочение*

Phase transitions in rare earth ferroborates $RFe_3(BO_3)_4$ (*R* = Y, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho)

Frolov K.V.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, leading researcher, Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&Ph NRC Kurchatov Institute

Smirnova E.S.,

Candidate of physical and mathematical Sciences, researcher, Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&Ph NRC Kurchatov Institute

Alekseeva O.A.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, leading researcher, Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&Ph NRC Kurchatov Institute

Lyubutin I.S.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, professor, chief researcher, Shubnikov Institute of Crystallography, KCC&Ph NRC Kurchatov Institute

Gudim I.A.,

Candidate of physical and mathematical Sciences, leading technologist, Kirensky Institute of Physic, FRC KSC SB RAS

Annotation. *Rare-earth ferroborates $RFe_3(BO_3)_4$, containing two magnetic subsystems of iron and rare-earth ions, are interesting model objects for studying multiferroic properties. In these compounds, structural and magnetic phase transitions are observed, the dynamics of which, as well as the type and dimension of magnetic ordering, depend on the radius of the rare-earth ion and the features of the local structure.*

Keywords: *multiferroics, ferroborates, Mössbaer spectroscopy, single crystal X-ray diffraction analysis, phase transitions, magnetic ordering*

Редкоземельные ферробораты $R\mathrm{Fe_3(BO_3)_4}$ (R – редкоземельный элемент) демонстрируют мультиферроидные свойства за счёт сложных обменных взаимодействий между железной и редкоземельной магнитными подсистемами и активно исследуются последние 15 лет [1–7]. В зависимости от присутствия в составе конкретного иона R в этих соединениях может наблюдаться структурный фазовый переход, а при температурах ниже 40 К наблюдается магнитный фазовый переход и реализуются различные типы магнитных структур, эффекты спиновой переориентации и магнитоэлектрические эффекты.

В данной работе методами мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe и монокристальной рентгеновской дифракции в диапазоне температур 5 – 500 К исследованы монокристаллы $R\mathrm{Fe_3(BO_3)_4}$ (R = Y, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho). Исследованы динамика структурного и магнитного фазовых переходов и влияние на неё особенностей ближайшего кислородного окружения редкоземельных ионов и ионов железа, определены типы и размерности магнитного порядка, а также особенности спиновой переориентации.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и при финансовой поддержке Российского научного фонда (соглашение № 23-22-00286).

Список использованной литературы:

1. A.M. Kadomtseva, Y.F. Popov, G.P. Vorob’ev et al. Magnetoelectric and Magnetoelastic Properties of Rare-Earth Ferroborates. //Low Temp. Phys. – 2010. – 36. – 511.
2. A.M. Kuz’menko, A.A. Mukhin, V.Y. Ivanov et al. Effects of the Interaction between R and Fe Modes of the Magnetic Resonance in $RFe_3(BO_3)_4$ Rare-Earth Iron Borates. //JETP Lett. – 2011. – 94. – 294.
3. A.M. Kuzmenko, A.A. Mukhin, V.Y. Ivanov et al. Coupled R and Fe Magnetic Excitations in $RFe_3(BO_3)_4$ //Multiferroics. Solid State Phenom. – 2012. – 190. – 269.
4. T. Kurumaji, K. Ohgushi, Y. Tokura. Magnetoelectric Responses from the Respective Magnetic R and Fe Subsystems in the Noncentrosymmetric Antiferromagnets $RFe_3(BO_3)_4$ (R = Eu, Gd, and Tb) // Phys. Rev. B. – 2014. – 89. – 195126.

5. M.T. Popova // High-resolution spectroscopy of rare-earth ferroborates with a huntite structure. Low Temp. Phys. – 2019. – 45. – 1000.
6. H. Zhang, S. Liu, C.S. Nelson et al. Structural features associated with multiferroic behavior in the $RX_3(BO_3)_4$ system.// Journal of Physics: Condensed Matter. – 2019. –31. – 505704
7. E.S. Smirnova, O.A. Alekseeva, V.V. Artemov, T.A. Sorokin, D.N. Khmelenin, E.V. Sidorova, K.V. Frolov, I.A. Gudim. Crystal Structure of Bismuth-Containing Samarium Iron–Aluminium Borates Sm1-xBixFe3-yAly(BO3)4 (x = 0.05–0.07, y = 0–0.28) in the Temperature Range of 25–500 K. Crystals. 2023. 13. 1128.

УДК 537.611.3

Влияние направления электрического поля на характер проявления флексомагнитоэлектрического эффекта в одноосных пленках

Вахитов Р.М.

д.ф.-м. н., профессор кафедры теоретической физики ФТИ УУНИТ

Ибрагимова А.Р.

аспирант кафедры теоретической физики ФТИ УУНИТ

Солонецкий Р.В.

к.ф.-м. н., научный сотрудник ФТИ УУНИТ

Аннотация. *В работе исследуется влияние внешних электрического и магнитного полей в одноосных плёнках с флексомагнитоэлектрическим эффектом. Показано, что в случае, когда электрическое поле направлено вдоль нормали к плоскости пленки, при определённых ориентациях магнитного поля можно существенно усилить (или ослабить) степень проявления флексомагнитоэлектрического эффекта в изучаемых плёнках. Кроме того, изучено влияние электрического поля направленного в плоскости пленки на структуру и свойства 180◦ доменной границы в изучаемом образце.*

Ключевые слова: *одноосная ферромагнитная пленка, флексомагнитоэлектрический эффект, 180-градусная доменная граница, 0-градусная доменная граница, неоднородное электрическое поле, магнитное поле.*

The influence of the direction of the electric field on the nature of the flexomagnetoelectric effect in uniaxial films

Vakhitov R.M.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of Theoretical Physics at FTI UUNIT - Ufa University of Science and Technology

Ibragimova A.R.

Postgraduate student of the Department of Theoretical Physics at FTI UUNIT– Ufa University of Science and Technology

Solonetskiy R.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher at FTI UUNIT - Ufa University of Science and Technology

Annotation. *The paper investigates the influence of external electric and magnetic fields in uniaxial films with a flexomagnetoelectric effect. It is shown that in the case when the electric field is directed along the normal to the film plane, at certain orientations of the magnetic field, it is possible to significantly enhance (or weaken) the degree of manifestation of the flexomagnetoelectric effect in the studied films. In addition, the effect of an electric field directed in the plane of the film on the structure and properties of the 180◦ domain wall in the studied sample was studied.*

Keywords: *uniaxial ferromagnetic film, flexomagnetoelectric effect, 180-degree domain wall, 0-degree domain wall, inhomogeneous electric field, magnetic field.*

Исследования магнитоэлектрических явлений в магнитных материалах, как правило, вызывают повышенный интерес, что связано с возможностью их применения при создании различных устройств спинтроники с низким энергопотреблением [1]. Одним из таких эффектов, привлекший внимание многих исследователей, стало обнаруженное в пленках ферритов-гранатов явление смещения доменных границ (ДГ) под действием неоднородного электрического поля [2] (флексомагнитоэлектрический эффект). Долгое время природа данного эффекта оставалась достаточно дискуссионной; для его объяснения были предложены два механизма: флексомагнитоэлектрический (ФМЭ) [1], когда в рассматриваемом магнетике присутствует неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие, впервые введенное в [3], и механизм, обусловленный смещением однотипных ионов относительно положений равновесия под действием неоднородного электрического поля [4]. Они оба на качественном уровне достаточно хорошо объясняют экспериментальные данные.

Последовавшие за ним работы по изучению этого эффекта выявили новые аспекты его проявления и, в частности, было установлено, что на ФМЭ эффект в феррит-гранатовых пленках существенное влияние оказывает магнитное поле, которое при определенных условиях может привести к его усилению [5,6]. В работе [7] был проведен теоретический анализ микромагнитных структур, возможных в таких пленках с ФМЭ взаимодействием, и показано, что при действии на них электрического поля с $\mathbf{E}$||Oz (Oz направлен вдоль нормали к поверхности пленки), в них наряду со 180° ДГ могут возникнуть еще два типа магнитных неоднородностей: 0° ДГ с квазиблоховской структурой и 0° ДГ типа Нееля [8]. Они характеризуются нетривиальными свойствами, но пока что мало изучены, а экспериментально не были обнаружены [2]. Это связано с тем, что первый тип 0° ДГ может зародиться только при больших значениях электрического поля $\mathbf{E}$, значительно превышающих их значения при котором наблюдается ФМЭ эффект в эксперименте [2], а у второго типа структура ДГ такова, что образующиеся заряды в области ДГ экранируют друг друга, т.е. интегральная величина поляризации (суммарный заряд, образующийся в области ДГ) равна нулю.

Изучено также влияние внешнего электрического поля, направленного параллельно плоскости пленки на структуру и свойства 180° ДГ. В случае $\mathbf{E}$||Ox (Oxz - это плоскость вращения магнитных моментов в ДГ), происходит трансформация структуры 180° ДГ блоховского типа; аналогично случаю $\mathbf{E}$||Oz [7] она становится квазиблоховской с выходом намагниченности из плоскости ДГ. Кроме того, под действием поля в окрестности стенки индуцируются заряды, которые представляют собой четную функцию от y (Oy-направление вдоль которого магнетик неоднороден). При этом интегральная поляризация отлична от нуля и с увеличением электрического поля сначала резко возрастает, а затем асимптотически стремится к некоторой постоянной. Следует отметить, что значение поля при котором имеет место резкое возрастание интегральной поляризации, существенно выше аналогичных полей, когда $\mathbf{E} \parallel$Oz. В случае $\mathbf{E}$||Oy решение уравнений Эйлера-Лагранжа, соответствующих полной энергии рассматриваемой пленки с учетом ФМЭ взаимодействия [7], возможно, если электрическое поле является неоднородным и $\lambda_1 \neq \lambda_2$ (λ_1, λ_2 – магнитоэлектрические

постоянные [7]). Если эти условия выполняются, то решением этих уравнений будет 0° ДГ неелевского типа. При этом её дифференциальная поляризация является нечетной функцией от y. Соответственно, интегральная поляризация такой ДГ будет равна нулю, т.к. в результате в окрестности стенки образуется двойной электрический слой противоположного знака. При этом их собственные электрические поля взаимно экранируют друг друга. В заключение отметим, что значения полей (для случая $\boldsymbol{\mathcal{E}} \| Oz$), при котором интегральная поляризация в 180° ДГ переходит на асимптотическое поведение значительно (на порядок) превышает значения этих полей с аналогичным поведением, которое имеет место в случае $\boldsymbol{\mathcal{E}} \| Oz$. Последнее означает, что флексомагнитоэлектрический эффект (ФМЭ) при действии поля Ɛ вдоль оси Ox проявляется значительно слабее, чем в случае $\boldsymbol{\mathcal{E}} \| Oz$.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Государственное задание Российской Федерации на проведение научных исследований лабораториями (Теория, моделирование и получение тонкоплёночных, наноструктуированных и гибридных структур (FRRR-2024-0001))

Список использованной литературы

1. Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // УФН. 2012. Т. 182. № 6. С. 593–620

2. Логгинов А.С., Мешков Г.А., Николаев А.В., Пятаков А.П. Магнитоэлектрическое управление доменными границами в пленке феррита-граната // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. № 2. С.124-1273.

3. Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А. Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т.37. № 12. С. 565-5674.

4. Кабыченков А.Ф., Лисовский Ф.В., Мансветова Е. Г. Магнитоэлектрический эффект в пленках гранатов с наведенной магнитной анизотропией в неоднородном электрическом поле//Письма в ЖЭТФ.2013. Т.9. №5. С.304-308

5. Veshchunov I. S., Mironov S. V., Magrini W., Stolyarov V. S., Rossolenko A.N., Skidanov V.A., Trebbia J.B., Buzdin A. I., Tamarat P., Lounis B. Direct Evidence of Flexomagnetoelectric Effect Revealed by Single-Molecule Spectroscopy// Phys.Rev.Lett. 2015, T.115, P.027601 (1-5)

6. Вахитов Р.М., Солонецкий Р.В., Низямова А.Р. Особенности проявления флексомагнитоэлектрического эффекта во внешнем магнитном поле // ФММ. 2023. Т.124. №1. С.10-16.

7. Вахитов Р.М., Гареева З.В., Солонецкий Р.В., Мажитова Ф.А. Микромагнитные структуры, индуцированные неоднородным электрическим полем, в магнитодноосных пленках с флексомагнитоэлектрическим эффектом // ФТТ. 2019. Т.61. № 6. С. 1120-112

8. Maksutova F.A, Solonetskiy R.V., Vakhitov R.M., Pyatakov A.P. The electric-field–induced “zero-degree domain walls” in ferromagnets // Europhys. Lett. 2020. V.129. P. 27004 (1-5)

УДК 314.748

Модель описания поляризации в магнитоэлектрическом эффекте спинового происхождения

Труханова М.И.

к.ф.-м.н., ассистент, кафедра общей физики, физический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова;

научный сотрудник, лаборатория теоретической физики, Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН.

Андреев П.А.

к.ф.-м.н., доцент, кафедра общей физики, физический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова.

Аннотация. *В редкоземельных манганитах существует сильная связь между магнетизмом и сегнетоэлектричеством, когда электрическая поляризация может быть вызвана особым магнитным упорядочением. Мы предлагаем модель описания статической и динамической поляризации, которая строится из микроскопических свойств и поведения спинов магнитных ионов, на основе метода многочастичной квантовой гидродинамики. Электрический дипольный момент в рассматриваемых системах возникает в результате спин-орбитальной связи и пропорционален векторному произведению спинов ионов. Получена зависимость макроскопической поляризации от спиновой плотности, которая, с точностью до коэффициента пропорциональности, совпадает с результатом, представленным в модели М. Мостового (Phys. Rev. Lett. 2006). Выведено новое общее уравнение эволюции поляризации. В качестве основных механизмов, оказывающих влияние на динамику поляризации, исследуется обменное кулоновское взаимодействие, моделируемое гамильтонианом Гейзенберга, и взаимодействие магнитных моментов с внешним магнитным полем.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, дипольная поляризация, мультиферроики.*

Model of the polarization description in the magnetoelectric effect of spin origin

Trukhanova M. I.

PhD, assistant, Department of general physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University;

Research assistant, Theoretical Physics Laboratory, Nuclear Safety Institute, RAS.

Andreev P. A.

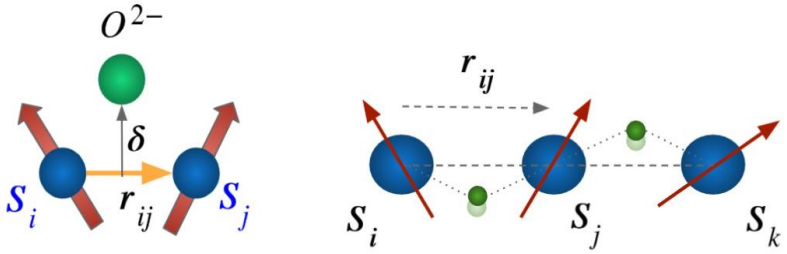
PhD, associate professor, Department of general physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University.

Annotation. *In rare earth manganites, there is a strong coupling between magnetism and ferroelectricity, where electrical polarization can be caused by specific magnetic ordering. We propose a new model for the description of static and dynamic polarization, which is derived from*

the microscopic properties and behavior of the spins of magnetic ions, and based on the method of many-particle quantum hydrodynamics. The electric dipole moment in the investigated systems results from spin-orbit coupling, and is proportional to the vector product of the ions' spins. The dependence of macroscopic polarization on spin density was obtained, which coincides with the result presented in the model of M. Mostovoy (Phys. Rev. Lett. 2006). A new general equation is derived for the evolution of polarization. The exchange Coulomb interaction, represented by the Heisenberg Hamiltonian, and the interaction of magnetic moments with an external magnetic field are investigated as the main mechanisms influencing polarization evolution.

Keywords: *magnetoelectric effect, dipole polarization, multiferroics.*

Физика магнитоэлектрического эффекта представляет собой активно развивающуюся область как экспериментальных, так и теоретических исследований [1, 2]. Изучение микроскопических механизмов возникновения поляризации и её динамической эволюции в магнитных диэлектриках, несомненно, является сложной и многогранной задачей. В то же время, метод многочастичной квантовой гидродинамики уже давно применяется для изучения неравновесных процессов в системах с большим числом взаимодействующих частиц [3, 4], на основе вывода динамических уравнений для наблюдаемых физических величин.



а) б)

Рис. 1. Неколлинеарная спиновая структура ячейки кристалла, состоящая из магнитных ионов (синие сферы) и иона-лиганда (зеленые сферы), $\vec{r}_{ij}$ – вектор, соединяющий центры масс ионов, $\vec{\delta}$ – вектор смещение иона-лиганда, $\vec{S}_{i,j}$ – вектор спина i,j-ого иона (а); циклоидальная спиральная (право-винтовая) спиновая структура со смещением иона-лиганда из центра масс (б);

Рассмотрим ячейку материала $M_i - O - M_j$, состоящую из положительно заряженных магнитных ионов переходных металлов $M_{i,j}$, обладающих неколлинеарными спинами, и немагнитного отрицательно заряженного иона-лиганда, например O^{2-} (рис.1). Антисимметричное обменное взаимодействие между магнитными ионами приводит к образованию в такой ячейке электрического дипольного момента $\vec{d}_{ij} = \alpha_{ij}\,\vec{r}_{ij} \times \left(\vec{S}_i \times \vec{S}_j\right)$ [5], где α_{ij} – скалярный коэффициент, характеризующий спин-орбитальную связь между магнитными ионами, $\vec{r}_{ij}$ – вектор, соединяющий их центры масс. Примером материала, в котором при определенных температурах проявляется спиральный магнитный порядок и возможен магнитоэлектрический эффект, является редкоземельный манганит $TbMnO_3$ [2].

Введем микроскопическое представление наблюдаемых физических полей. Электрическую поляризацию в окрестности точки $\vec{r}$ физического пространства можно представить как квантовое среднее оператора плотности дипольного момента $\hat{\vec{d}}_i = \sum_{j,j\neq i}^{N} \alpha(r_{ij}) \cdot \hat{\vec{r}}_{ij} \times (\hat{\vec{S}}_i \times \hat{\vec{S}}_j)$, который возникает в окрестности *i*-ого магнитного иона

$$\vec{P}(\vec{r},t)=\sum_s\int dR\sum_{i=1}^{N}\delta(\vec{r}-\vec{r}_i)\psi_s^{\dagger}(R,t)\,\hat{\vec{d}}_i\psi_s(R,t), \tag{1}$$

здесь $dR=\prod_{i=1}^{N}d\vec{r}_i$ - элемент объёма в $3N$-мерном конфигурационном пространстве, N - число магнитных ионов, $\hat{\vec{S}}_i$ - оператор спина i-ого иона. Введем тем же способом плотность спина среды $\vec{s}(\vec{r},t)=\sum_s\int dR\sum_{i=1}^{N}\delta(\vec{r}-\vec{r}_i)\psi_s^{\dagger}(R,t)\,\hat{\vec{S}}_i\psi_s(R,t)$. Волновая функция состояния ионов $\psi_s(R,t)$ зависит от $3N$ пространственных координат $R=\{\vec{r}_1,\dots,\vec{r}_N\}$ и время t, а её эволюция удовлетворяет нестационарному уравнению Паули $i\hbar\partial_t\psi_s(R,t)=\hat{H}\psi_s(R,t)$, в котором многочастичный гамильтониан взаимодействий содержит энергию Зеемана магнитных моментов во внешнем магнитном поле $\vec{B}_i$ и вклад кулоновского обменного взаимодействия

$$\hat{H}=-\sum_{i=1}^{N}\gamma_i\hat{\vec{S}}_i\cdot\vec{B}_i-\frac{1}{2}\sum_{i,j\neq i}^{N}U_{ij}\cdot\left(\hat{\vec{S}}_i\cdot\hat{\vec{S}}_j\right), \tag{2}$$

где $U_{ij}=U(|\vec{r}_i-\vec{r}_j|)$ – скалярная функция обменного кулоновского взаимодействия (обменный интеграл). Используя свойство быстрого убывания функций $U_{ij}(r_{ij})$ и $\alpha_{ij}(r_{ij})$ с расстоянием между магнитными ионами r_{ij}, и метод, подробно изложенный в работе [6], мы выводим уравнение динамики электрической поляризации, которое является уравнением гидродинамического типа $\hbar\partial_t P^{\alpha}(\vec{r},t)=\Lambda_u^{\alpha}(\vec{r},t)+\Lambda_B^{\alpha}(\vec{r},t)$ [7]. Первое слагаемое в правой части уравнения появляется вследствие влияния кулоновского обменного взаимодействия

$$\begin{aligned}\Lambda_u^{\alpha}=&\frac{g_{u(\alpha)}}{3}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\left(s^{\gamma}\partial_\beta\pi^{\sigma\sigma}-\pi^{\sigma\sigma}\partial_\beta s^{\gamma}+\pi^{\gamma\sigma}\partial_\beta s^{\sigma}-s^{\sigma}\partial_\beta\pi^{\gamma\sigma}\right)\\&+\frac{2g_{(\alpha)}}{9}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}g_{ou}\left(\vec{s}^{\,2}\partial_\beta s^{\gamma}-\frac{1}{2}s^{\gamma}\partial_\beta\vec{s}^{\,2}\right),\end{aligned} \tag{3}$$

где $s^{\gamma}(\vec{r},t)$ – плотность спина среды, $\pi^{\gamma\sigma}(\vec{r},t)$ – нематический тензор, зависящий, в общем виде, от пространственных координат и времени

$$\pi^{\alpha\beta}(\vec{r},t)=\frac{1}{2}\sum_s\int dR\sum_{i=1}^{N}\delta(\vec{r}-\vec{r}_i)\psi_s^{\dagger}(R,t)\left(\hat{S}_i^{\alpha}\hat{S}_i^{\beta}+\hat{S}_i^{\beta}\hat{S}_i^{\alpha}\right)\psi_s(R,t). \tag{4}$$

Второе слагаемое следует из действия магнитного поля на магнитные моменты ионов

$$\begin{aligned}\Lambda_B^{\alpha}=&2\gamma\left(\vec{P}\times\vec{B}\right)-\frac{2}{3}g_{(\alpha)}\gamma\left\{\left(\vec{B}\cdot\left(\vec{s}\times\vec{\nabla}\right)\right)\vec{s}+\vec{s}\left(\vec{B}\cdot\left(\vec{\nabla}\times\vec{s}\right)\right)\right\}\\&+\tfrac{1}{3}g_{(\alpha)}\gamma\left\{\vec{s}\left(\vec{s}\cdot\left(\vec{\nabla}\times\vec{B}\right)\right)+\vec{s}\times\left(\vec{s}\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{B}\right\}.\end{aligned} \tag{5}$$

Константы взаимодействий в выражениях (3) и (5) имеют вид

$$g_{ou}=\int U(\xi)d\vec{\xi},\qquad g_{(\alpha)}=\int\xi^2\alpha(\xi)\,d\vec{\xi},\qquad g_{u(\alpha)}=\int\xi^2U(\xi)\alpha(\xi)d\vec{\xi}. \tag{6}$$

Первое слагаемое в $\Lambda_B^{\alpha}(\vec{r},t)$ представляет собой крутящий момент $\sim\vec{P}\times\vec{B}$, который действует со стороны внешнего магнитного поля на поляризацию, вызванную определённым спиновым порядком. Второе и третье слагаемые характеризуют влияние однородного магнитного поля на неоднородную спиновую плотность среды. Если внешнее магнитное поле приложено перпендикулярно вектору киральности ионных спинов $\vec{S}_i\times\vec{S}_j$, спиновая спираль стремится вращаться до тех пор, пока все моменты подрешетки не окажутся в плоскости, перпендикулярной полю. В результате вращается и вектор электрической поляризации. Два последних слагаемых в выражении Λ_B^{α} становятся важными при действии неоднородного магнитного поля и проявляют себя в динамическом магнитоэлектрическом эффекте.

Уравнение эволюции поляризации должно быть замкнуто уравнениями динамики плотности спина $\vec{s}$ и нематического тензора $\pi^{\gamma\sigma}$

$$\partial_t \vec{s} = \frac{2\gamma}{\hbar}\vec{s} \times \vec{B} + \frac{g_u}{\hbar}(\vec{s} \times \Delta\vec{s}), \qquad \partial_t \pi^{\alpha\beta} = \frac{g_{ou}}{\hbar}\left(\pi^{\alpha\gamma}\varepsilon^{\beta\gamma\sigma} + \pi^{\beta\gamma}\varepsilon^{\alpha\gamma\sigma}\right)s^{\sigma}, \qquad (7)$$

где $g_u = \frac{1}{3}\int \tau^2 U(\tau) d\vec{\tau}$. Используя свойство быстрого убывания функции $\alpha_{ij}(r_{ij})$ с расстоянием между ионами, в низшем ненулевом порядке разложения, поляризация среды может быть представлена через плотность спина $\vec{s}$ или намагниченность $\vec{M} = \gamma\vec{s}$ в виде

$$P^{\alpha}(\vec{r},t) = \frac{g_{(\alpha)}}{3}\left(s^{\beta}(\vec{r},t)\partial_{\beta}s^{\alpha}(\vec{r},t) - s^{\alpha}(\vec{r},t)\partial_{\beta}s^{\beta}(\vec{r},t)\right). \qquad (8)$$

Выражение (8), с точностью до произвольного коэффициента, совпадает с поляризацией, выведенной из соображений симметрии в феноменологической модели М. Мостового [8] для спирального магнетика. Таким образом, можно найти связь между константой взаимодействия $g_{(\alpha)}$ и неопределённым коэффициентом λ из работы [8], которая имеет вид $g_{(\alpha)} = 3\lambda\chi_e\gamma^2$, где χ_e – диэлектрическая восприимчивость.

Исследование Трухановой М.И. поддержано Российским научным фондом, грант № 22-72-00036 (https://rscf.ru/project/22-72-00036/).

Список использованных источников:

1. Zvezdin A. K. and Pyatakov A. P. Inhomogeneous magnetoelectric interaction in multiferroics and related new physical effects // Physics Uspekhi. – 2009. – V. 52. – p. 845 - 851.
2. Tokura Y., Seki S. and Nagaosa N. Multiferroics of spin origin // Rep. Prog. Phys. – 2014. – Vol. 77. – p. 076501.
3. Andreev P. A. and Kuz'menkov L. S. Problem with the single-particle description and the spectra of intrinsic modes of degenerate boson-fermion systems // Phys. Rev. A. – 2008. – Vol. 78. – p. 053624.
4. Andreev P. A. and Trukhanova M. I. Separated spin evolution quantum hydrodynamics of degenerate electrons with spin–orbit interaction and extraordinary wave spectrum // Journal of Plasma Physics. – 2016. – Vol. 84. – p. 905840504.
5. Katsura H., Nagaosa N. and Balatsky A. V. Spin current and magnetoelectric effect in noncollinear magnets // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 95. – p. 057205.
6.Andreev P.A. and Trukhanova M.I. Quantum Hydrodynamic Representation of the Exchange Interaction in the Theory of Description of Magnetically Ordered Media // Moscow University Physics Bulletin. – 2023. – Vol. 78. – p.445-452.
7. Trukhanova M. I., Andreev P. A., Obukhov Yu. N. A new quantum hydrodynamic description of ferroelectricity in spiral magnets // arXiv:2311.03610.
8. Mostovoy M. Ferroelectricity in Spiral Magnets // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96, - p. 067601.

УДК 537.624.4

Структура и свойства доменных границ в (001)-ориентированных пленках ферритов-гранатов с флексомагнитоэлектрическим эффектом

Вахитов Р.М.

д.ф.-м.н., профессор теоретической физики, Уфимский университет науки и технологий

Юмагузин А.Р.

доцент кафедры теоретической физики, Уфимский университет науки и технологий

Баймухаметова З.А.

м.н.с., Уфимский университет науки и технологий

Аннотация. *В работе изучаются структура и свойства 180-градусной доменной границы в (001)-ориентированной пленки ферритов-гранатов с учетом флексомагнитоэлектрического эффекта. Показано, что при действии электрического поля происходит трансформация структуры блоховской доменной границы, которая в результате становится квазиблоховской. Однако это не приводит к усилению флексомагнитоэлектрического эффекта.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, пленки ферритов-гранатов, доменная граница, электрическое поле*

Structure and properties of domain walls in (001)-oriented ferrite-garnet films with flexomagnetoelectric effect

Vakhitov R.M.

Professor of the Theoretical Physics Department of Ufa University of Science and Technology

Yumaguzin A.R.

Associate Professor of the Theoretical Physics Department of Ufa University of Science and Technology

Baimukhametova Z.A.

Junior researcher of the Theoretical Physics Department of Ufa University of Science and Technology

Annotation. *In this work, the structure and properties of a 180-degree domain wall in a (001)-oriented ferrite-garnet film are studied, taking into account the flexomagnetoelectric effect. It is shown that under the action of explicit fields, the structure of the Bloch domain wall is transformed, which as a result becomes quasi-Bloch. However, this does not lead to an increase in the flexomagnetoelectric effect.*

Keywords: *magnetoelectric effect, ferrite garnet film, domain wall, electric field.*

Как известно, магнитоэлектрические материалы являются уникальными магнетиками, в которых сегнетоэлектрическими свойствами можно управлять с помощью магнитного поля и, наоборот, магнитные структуры – воздействием электрического поля [1]. Соответственно, как материалы, которые могут выполнять более одной задачи, они привлекательны для разработки новых устройств в спинтронике с энергосберегающими функциями. К магнитоэлектрическим

материалам относятся и пленки ферритов-гранатов, в которых более 15 назад был обнаружен флексомагнитоэлектрический (ФМЭ) эффект. Он представляет собой явление смещения доменных границ (ДГ) под действием неоднородного электрического поля [2]. Особенностью ФМЭ-эффекта в исследуемых пленках была зависимость степени его проявления от ориентации развитой поверхности пленки относительно кристаллографических осей. При этом в исследовании участвовали (210)-, (011)- и (111)-ориентированные пленки [3]. В работе [4] также был зафиксирован ФМЭ-эффект в пленках ферритов-гранатов с ориентацией (001), но другим методом, основанным на спектроскопии флуоресценции одиночных молекул. Однако из-за специфики проведения этих исследований в работе практически отсутствовали данные по структуре ДГ и её возможной трансформации при действии на неё электрического поля $\boldsymbol{\mathcal{E}}$. Из-за недостатка такой информации возникла необходимость в теоретическом изучении поведения магнитных неоднородностей, возможных в пленке типа (001) в электрическом поле.

Анализ уравнений Эйлера-Лагранжа [4], описывающих структуру неоднородностей для рассматриваемого магнетика (т.е. с учетом в [4] наличия кубической анизотропии), показывает, что если пренебречь неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием, то решения, соответствующие 180 - градусным ДГ (180° ДГ) с неблоховской структурой будут отсутствовать, в отличие от тех же пленок с ориентациями (210), (011) и (111), в которых имеет место выход намагниченности $\boldsymbol{M}$ из плоскости стенки [5]. В этом случае существуют только такие решения, которым соответствует 180° ДГ блоховского или неелевского типов с $\boldsymbol{M}$ [001] в доменах и с ориентацией плоскости ДГ, характеризуемая углом ψ: $\psi = \pi n/2\ ,\ n \in Z$, если $æ > 0$ и $\psi = \pi/4 + \pi n/2$, если $-1 < æ < 0$. Здесь $æ = K_1/K_u$, где K_u, K_1 соответственно, константы наведенной одноосной и кубической анизотропий. При наличии неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия ($\boldsymbol{\mathcal{E}} \neq 0,\ \boldsymbol{\mathcal{E}} \| Oz$) распределение намагниченности $\boldsymbol{M}$ в 180° ДГ трансформируется и последняя преобразуется в 180° ДГ с квазиблоховской структурой [4]. Соответственно, благодаря ФМЭ механизму в окрестности ДГ индуцируется поляризация, величина которой является четной функцией координаты y, достигающей своего максимума ν_m в центре стенки (y=0). С увеличением величины электрического поля $\mathcal{E}$ возрастает максимальный угол выхода намагниченности из плоскости стенки φ_m. Соответственно возрастает и величина ν_m, что в свою очередь, ведет к увеличению интегральной величины поляризации N (суммарной величины поляризации ДГ). Расчеты показывают, что все закономерности ФЭ, найденные в [4] для магнитоодноосной пленки (зависимости $\varphi = \varphi(y), \nu = \nu(y)$, а также φ_m, ν_m и N от поля $\mathcal{E}$) в данном случае точно такие же. В то же время анализ влияния величины кубической анизотропии на вышеперечисленные параметры ФЭ показывает, что с возрастанием æ величина интегральной поляризации не увеличивается. Можно также отметить, что при отрицательных значениях æ ($-1 < æ < 0$) с возрастанием его абсолютной величины значение интегральной поляризации также не возрастает (Рис.1). Такое проявление ФЭ в (001) – ориентированной пленке вполне можно объяснить симметрией ее магнитной системы: при $æ > 0$ легкими осями кубической анизотропии являются оси $< 100 >$, которые вносят примерно одинаковый вклад, как в одноосную, так и в легкоплоскостную анизотропию. Аналогичная ситуация имеет место и в случае $æ < 0$.

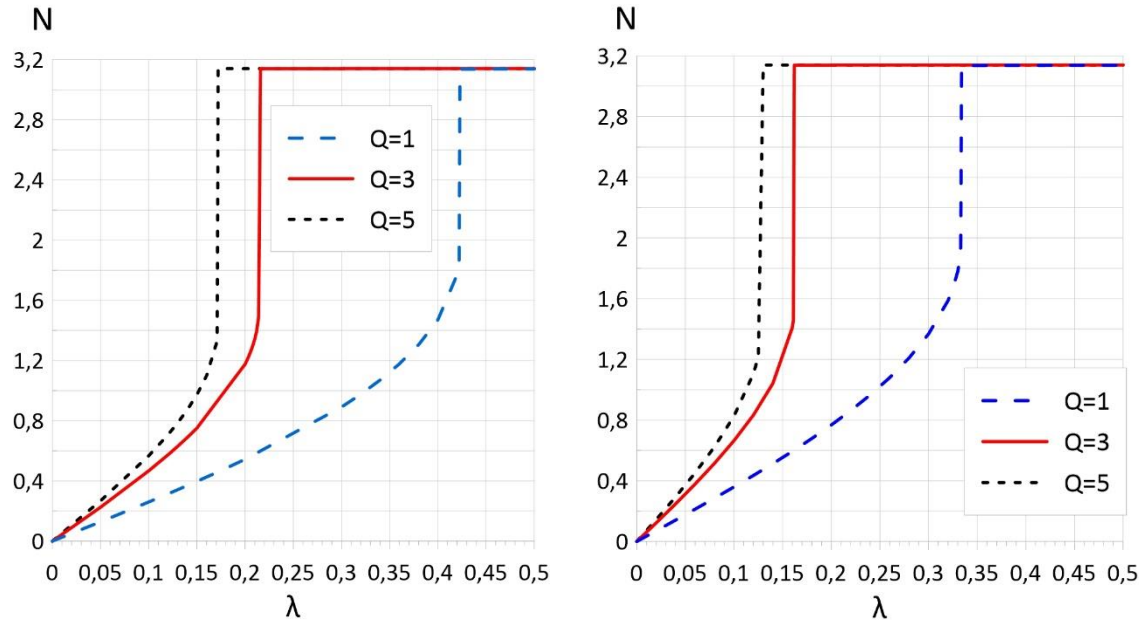


Рис.1. Графики зависимости интегральной поляризации N от величины приведенного электрического поля λ для случаев æ = - *0.8 (а),* æ = *0.8 (б) (Q – фактор качества пленки)*

Список использованных источников:

1. Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики //УФН. – 2012. – т.182. – с.593-620
2. Логгинов А.С., Мешков Г.А., Николаев А.В., Пятаков А.П. Магнитоэлектрическое управление доменными границами в пленке феррита-граната // Письма в ЖЭТФ – 2007. том 86. – в.2. – с.124 –127
3. Вахитов Р.М., Исхакова Р.Р., Юмагузин А.Р. Магнитные фазы и неоднородные микромагнитные структуры в феррит-гранатовой пленке с ориентацией (210) // Физика твердого тела. – 2018. – Т. 60. – № 5. – С. 923-932
4. Veshchunov I.S., Mironov S.V., Magrini W. et all Direct Evidence of Flexomagnetoelectric Effect Revealed by Single-Molecule Spectroscopy// Phys. Rev. -2015.-**115.-** 027601
5. Вахитов Р.М., Гареева З.В., Солонецкий Р.В., Мажитова Ф.А. Микромагнитные структуры, индуцированные неоднородным электрическим полем, в магнитодноосных пленках с флексомагнитоэлектрическим эффектом // Физика твердого тела – 2019. – Т.61– № 6. – с.1120-1127

УДК 314.748

Спин токовая модель электрической поляризации в мультиферроиках с дипольным моментом пропорциональным, скалярному или векторному произведению спинов

Андреев П.А.

к.ф.-м.н., доцент, кафедра общей физики, физический факультет, Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова.

Труханова М.И.

к.ф.-м.н., ассистент, кафедра общей физики, физический факультет, Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова;

научный сотрудник, лаборатория теоретической физики, Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН.

Аннотация. *Существует три механизма образования электрической поляризации в мультиферроиках второго рода. В случае, когда электрический дипольный момент (эдм) группы ионов пропорционален векторному произведению спинов магнитных ионов существует спин токовая модель поляризации. В этой модели поляризация среды пропорциональна тензору спинового тока. Нами показано, что спин токовая модель возникает из-за баланса плотности силы спин-орбитального взаимодействия, с плотностью силы действующей на поляризацию среды со стороны неоднородного электрического поля. Этот баланс не связан с механизмом образования поляризации. Более того, различные механизмы формирования спинового тока дают разные механизмы образования поляризации. Мы рассмотрели два механизма образования спинового тока это кулоновское обменное взаимодействие в форме гамильтониана Гайзенберга и взаимодействие Дзялошинского-Мория. Показано, что кулоновский обмен проводит к эдм пропорциональному векторному произведению спинов магнитных ионов. Скалярный коэффициент пропорциональности оказывается пропорциональным обменному интегралу. Во втором случае, показано, что взаимодействие Дзялошинского-Мория проводит к эдм пропорциональному скалярному произведению спинов магнитных ионов. Векторная константа пропорциональности оказывается пропорциональна вектору смещения иона лиганда от линии соединяющей магнитные ионы (т.к. этот вектор входит в константу Дзялошинского).*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, дипольная поляризация, намагниченность, мультиферроики.*

Spin current model of electrical polarization in multierroics with a dipole moment proportional to the scalar or vector product of spins

Andreev P. A.

PhD, associate professor, Department of general physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University.

Trukhanova M. I.

PhD, assistant professor, Department of general physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University;

Research assistant, Theoretical Physics Laboratory, Nuclear Safety Institute, RAS.

Annotation. *There are three mechanisms for the formation of electric polarization in multiferroics of the second kind. In the case when the electric dipole moment (edm) of a group of ions is proportional to the vector product of the spins of magnetic ions, there is a spin-current model of polarization. In this model, the polarization of the medium is proportional to the spin current tensor. We have shown that the spin current model arises due to the balance of the force density of the spin-orbit interaction with the force density acting on the polarization of the medium from the inhomogeneous electric field. This balance is not related to the mechanism of polarization formation. Moreover, different mechanisms for the formation of spin current give different mechanisms for the formation of polarization. We considered two mechanisms for the formation of a spin current: the Coulomb exchange interaction in the form of the Heisenberg Hamiltonian and the Dzyaloshinsky-Moriya interaction. It is shown that the Coulomb exchange leads to the edm proportional to the vector product of the spins of magnetic ions. The scalar proportionality coefficient turns out to be proportional to the exchange integral. In the second case, it is shown that the Dzyaloshinsky-Moriya interaction leads to an edm proportional to the scalar product of the spins of magnetic ions. The vector constant of proportionality turns out to be proportional to the displacement vector of the ligand ion from the line connecting the magnetic ions (since this vector is included in the Dzyaloshinsky constant).*

Keywords: *magnetoelectric effect, dipole polarization, magnetization, multiferroics.*

Обычно в литературе выделяют три механизма связи электрического дипольного момента (эдм) ячейки кристалла со спинами входящих в неё магнитных ионов [1]. В случае, когда эдм пропорционален векторному произведению спинов $\mathbf{d}_{12} = \alpha[\mathbf{r}_{12} \times [\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2]]$, была предложена спин токовая модель поляризации. В этой модели, вектор поляризации (плотность эдм) P^{α}, пропорционален тензору спинового тока $J^{\alpha\beta}$, при этом коэффициентом пропорциональности, связывающим тензорные компоненты, выступает символ Леви-Чивита $P^{\alpha} : \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} J^{\beta\gamma}$ (здесь и ниже подразумевается суммирование по повторяющемуся индексу). Нами поставлена задача о микроскопическом обосновании спин токовой модели и вопросе о применимости спин токовой модели для различных механизмов формирования эдм в мультиферроиках второго рода, в соответствии с изменением механизма образования спинового тока.

Рассмотрим квантовую динамику частиц (ионов) образующих мультиферроик второго рода, где электрический дипольный момент связан со спинами магнитных ионов. Для описания микроскопических процессов мы используем нестационарное многочастичное уравнение Паули, с гамильтонианом, в котором мы учитываем энергию диполя в электрическом поле и спин-орбитальное взаимодействие, наряду с другими взаимодействиями (такими как кулоновское обменное взаимодействие в форме гамильтониана Гейзенберга, энергии Зеемана магнитного момента в магнитном поле, диполь-дипольного взаимодействия и т.д.). Используя метод многочастичной квантовой гидродинамики [2], который, в частности, позволяет вывести полевую форму уравнения Ландау-Лифшица [3], мы выводим уравнение

баланса импульса. Энергия диполя в электрическом поле приводит к плотности силы в следующем виде $\mathbf{F} = P^{\beta}\nabla E^{\beta}$. А спин-орбитальное взаимодействие приводит к плотности силы в следующем виде $\mathbf{F} = -\mu\varepsilon^{\beta\gamma\delta}J^{\gamma\delta}\nabla E^{\beta}/c$. Вне зависимости от механизма формирования спинового тока $J^{\alpha\beta}$ возможно формирование баланса этих сил, что приводит к связи электрической поляризации со спиновым током $P^{\beta} = \mu\varepsilon^{\beta\gamma\delta}J^{\gamma\delta}/c$.

Дальнейший анализ выражения для поляризации возможен при подстановке явного вида спинового тока. Для этого выведем уравнение эволюции плотности спина (которая пропорциональна намагниченности для системы магнитных частиц одного сорта). Приведем определение векторного поля спиновой плотности $\mathbf{S}(\mathbf{r},t)$, как квантовое среднее соответствующего оператора, которое используется в методе многочастичной квантовой гидродинамики

$$\mathbf{S}(\mathbf{r},t) = \int \psi^{\dagger}(R,t)\sum_{i=1}^{N}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)\hat{\mathbf{s}}_i\psi(R,t)dR, \quad (1)$$

где $\psi(R,t)$ – это многочастичная волновая функция (спинор), суммирование по спиновым индексам явно не показано в формуле (1), $R = \{\mathbf{r}_1,...,\mathbf{r}_N\}$ – совокупность координат N частиц, dR – это элемент объёма в 3N мерном конфигурационном пространстве, $\hat{\mathbf{s}}_i$ это оператор спина i-ой частицы, $[s_i^{\alpha}, s_j^{\beta}] = i\mathrm{h}\delta_{ij}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}s_i^{\gamma}$ – коммутатор операторов спина, $\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)\hat{\mathbf{s}}_i$ – оператор плотности спина i-ой частицы.

Рассматривая эволюцию плотности спина в результате взаимодействия ионов посредством обменного кулоновского взаимодействия в форме гамильтониана Гейзенберга $H_H = (-1/2)\sum_{i,j\neq i}J_{ij}\left(\left|\mathbf{r}_i-\mathbf{r}_j\right|\right)\hat{s}_i^{\beta}\hat{s}_j^{\beta}$, мы приходим [3] к известному вкладу энергии неоднородности в уравнении Ландау-Лифшица $\partial_t\mathbf{S} = (1/6)g_J[\mathbf{S}\times\Delta\mathbf{S}]$, где $g_J = \int J(r)r^2dV$ это интеграл по объёму от сферически симметричного обменного интеграла умноженного на квадрат координаты. Правую часть уравнения эволюции спина можно представить как дивергенцию тензора спинового тока $\partial_t S^{\alpha} + \partial^{\beta}J^{\alpha\beta} = 0$, где $J^{\alpha\beta} = -(1/6)\varepsilon^{\alpha\mu\nu}g_J S^{\mu}\partial^{\beta}S^{\nu}$. Это выражение для спинового тока можно подставить в формулу для поляризации и получить

$$P^{\beta} = \mu\varepsilon^{\beta\gamma\delta}J^{\gamma\delta}/c = -(1/6)\mu\varepsilon^{\beta\gamma\delta}\varepsilon^{\gamma\mu\nu}g_J S^{\mu}\partial^{\delta}S^{\nu}/c = (1/6)\mu g_J\left(S^{\beta}(\nabla\cdot\mathbf{S}) - (\mathbf{S}\cdot\nabla)S^{\beta}\right)/c. \quad (2)$$

Отметим, что выражение для поляризации (2) получено Мостовым [4] из соображений симметрии без уточнения механизма образования мультиферроика. Финальным шагом стоит вычисление оператора электрического дипольного момента, который после вычисления квантового среднего, по формуле аналогичной (1) и используя процедуру разложения аналогичную работам [2, 3], даст выражение (2). Соответствующий оператор эдм имеет следующий вид $\hat{\mathbf{d}}_{ij}: [\mathbf{r}_{ij}\times[\hat{\mathbf{s}}_i\times\hat{\mathbf{s}}_j]]$ (см. Рис. 2 (d,e,f) в [1], также отметим, что в [1] речь идёт об обратной (инверсной) модели Дзялошинского-Мория), в котором коэффициент пропорциональности, согласно предложенной модели, определяется обменным интегралом.

Рассмотрим другой механизм возникновения спинового тока, а именно взаимодействие Дзялошинского-Мория $H_{DM} = (-1/2)\sum_{i,j\neq i}\mathbf{D}_{ij}\left(\left|\mathbf{r}_i-\mathbf{r}_j\right|\right)\cdot[\hat{\mathbf{s}}_i\times\hat{\mathbf{s}}_j]$, где $\mathbf{D}_{ij} = -\mathbf{D}_{ji} = \beta(r_{ij})\mathbf{r}_{ij}\times\boldsymbol{\delta}$ векторная константа Дзялошинского, в представленную структуру входит вектор смещения лиганда $\boldsymbol{\delta}$ [5]. В этом случае получаем уравнение Ландау-Лифшица в виде

$$\partial_t\mathbf{S} = (1/3)g_{(\beta)}\left((\mathbf{S}\cdot[\boldsymbol{\delta}\times\nabla])\mathbf{S} - S^{\beta}[\boldsymbol{\delta}\times\nabla]S^{\beta}\right), \quad (3)$$

где $g_{(\beta)} = \int \beta(r) r^2 dV$. Второе слагаемое в уравнении (3) может быть представлено в виде дивергенции тензора спинового тока $J_{DM}^{\alpha\beta} = -(1/6)\varepsilon^{\alpha\beta\gamma} g_{(\beta)} \delta^{\gamma} \cdot \mathbf{S}^2$. Это приводит к поляризации следующего вида

$$P_{DM}^{\alpha} = \mu \varepsilon^{\alpha\mu\nu} J_{DM}^{\mu\nu} / c = (-1/3)\mu g_{(\beta)} \cdot \delta^{\alpha} \cdot \mathbf{S}^2 / c, \quad (4)$$

которая параллельна смещению лиганда. Также определим соответствующий вид оператора эдм $\hat{\mathbf{d}}_{ij} : \mathbf{\Pi}_{ij}(\hat{\mathbf{s}}_i \cdot \hat{\mathbf{s}}_j)$ (см. Рис. 2 (a,b,c) в [1], в [1] речь идёт об обменно-стрикционном механизме, возникающем в результате симметричного обменного взаимодействия) в котором векторный коэффициент пропорциональности, согласно предложенной модели, определяется вектором смещения лиганда $\mathbf{\Pi}_{ij} : \boldsymbol{\delta}$.

Вывод состоит в том, что предложена микроскопическая модель поляризации мультиферроиков второго рода (для двух из трёх известных механизмов). В частности, получена интерпретация направления векторной константы, в случае, когда электрический дипольный момент пропорционален скалярному произведению спинов.

Список использованных источников:

1. Tokura Y., Seki S. and Nagaosa N. Multiferroics of spin origin // Rep. Prog. Phys. – 2014. – V. 77. – P. 076501.
2. Andreev P. A. and Kuz'menkov L. S. Problem with the single-particle description and the spectra of intrinsic modes of degenerate boson-fermion systems // Phys. Rev. A. – 2008. – V. 78. –P. 053624.
3. Andreev P. A. and Trukhanova M. I. Quantum Hydrodynamic Representation of the Exchange Interaction in the Theory of Description of Magnetically Ordered Media // Moscow University Physics Bulletin. – 2023. – V. 78. – P. 445-452.
4. Mostovoy M. Ferroelectricity in Spiral Magnets // Phys. Rev. Lett. -2006. -T. 96, -C.067601.
5. Хомский Д. И. Мультиферроики и не только: Электрические свойства различных магнитных текстур // ЖЭТФ. – 2021. – Т. 159. – Вып. 4. С. 581–593.
6. Andreev P. A. and Trukhanova M. I. Electric polarization evolution equation for antiferromagnetic multiferroics with the polarization proportional to the scalar product of the spins // arXiv. – 2024. arXiv:2403.01211.

УДК 539.21:537.86

Эффект Нернста–Эттингсгаузена в халькогенидах с переменной валентностью

Аплеснин С.С.

д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физики СибГУ имени М.Ф. Решетнева

Харьков А.М.

к.ф.-м.н., доцент кафедры физики СибГУ имени М.Ф. Решетнева

Ситников М.Н.

к.ф.-м.н., доцент кафедры физики СибГУ имени М.Ф. Решетнева

Аннотация. *Исследуются электронные и структурные переходы в сульфидах и селенидах марганца, замещенных ионами самария и тулия из ИК спектров и коэффициента теплового расширения. Найдено изменение коэффициента термоЭДС в магнитном поле (НЭ) и корреляция аномалий коэффициента НЭ в окрестности электронно-структурных переходов. Определен тип носителей тока из Холловских измерений, термоЭДС и электрозвука. Установлена область температуру с поляронным, дырочным и электронным типом проводимости. Найдено изменение электрозвука в магнитом поле, что объясняется в рамках модели диффузии носителей тока в окрестности перехода. Обнаружено управление током за счет ультразвука.*

Ключевые слова: *коэффициент Нернста–Эттингсгаузена, электрозвук, халькогениды, ИК спектры*

Nernst–Ettinghausen effect chalcogenides with variable valence

Aplesnin S.S.

Dr.Sc., professor, head of the department of physics, Reshetnev Siberian State University

Kharkov A.M.

Ph.D., associate professor, department of physics, Reshetnev Siberian State University

Sitnikov M.N.

Ph.D., associate professor, department of physics, Reshetnev Siberian State University

Annotation. *Electronic and structural transitions in manganese sulfides and selenides substituted with samarium and thulium ions from IR spectra and thermal expansion coefficient are studied. A change in the thermopower coefficient in a magnetic field (NE) and a correlation of anomalies in the NE coefficient in the vicinity of electronic-structural transitions have been found. The type of current carriers is determined from Hall measurements, thermopower and electric sound. A temperature region with polaron, hole and electronic types of conductivity has been established. A change in electrosound by a magnetic field was found, which is explained within the framework of the model of diffusion of current carriers in the vicinity of the transition. Current tunable by ultrasonic possible has been found.*

Keywords: *Nernst-Ettingshausen coefficient, electrosound, chalcogenides, IR spectra*

Управление транспортными характеристиками (проводимость, термоЭДС) в

полупроводниках, как магнитным полем [1, 2], так ультразвуком [3, 4] является актуальной задачей с фундаментальной и прикладной точки зрения. Сульфиды редкоземельных элементов имеют высокий КПД для термоэлектриков [5], который можно увеличить в магнитном поле (эффект Нернста–Эттингсгаузена). Замещение марганца в халькогенидах ионами переменной валентности приведет к локальной деформации, к смещению химпотенциала и к изменению электронной плотности на уровне химпотенциала. К халькогенидам с переменной валентностью относятся сульфид самария и селенид тулия. В твердых растворах Mn-Sm-Tm-S-Se, за счет химического давления можно регулировать валентность, как по температуре, так и по концентрации. Понижение локальной симметрии при деформации в окрестности редкоземельных ионов вызовет анизотропию электрической поляризации и соответственно анизотропию рассеяние носителей заряда на заряженной области. Кулоновский потенциал рассеяния зависит от величины заряда и от химического давления, которое можно варьировать мощностью ультразвука.

В работе исследуется влияние магнитного поля на термоЭДС и на затухание ультразвука. Для практического приложения можно использовать регулирование тока с помощью ультразвука.

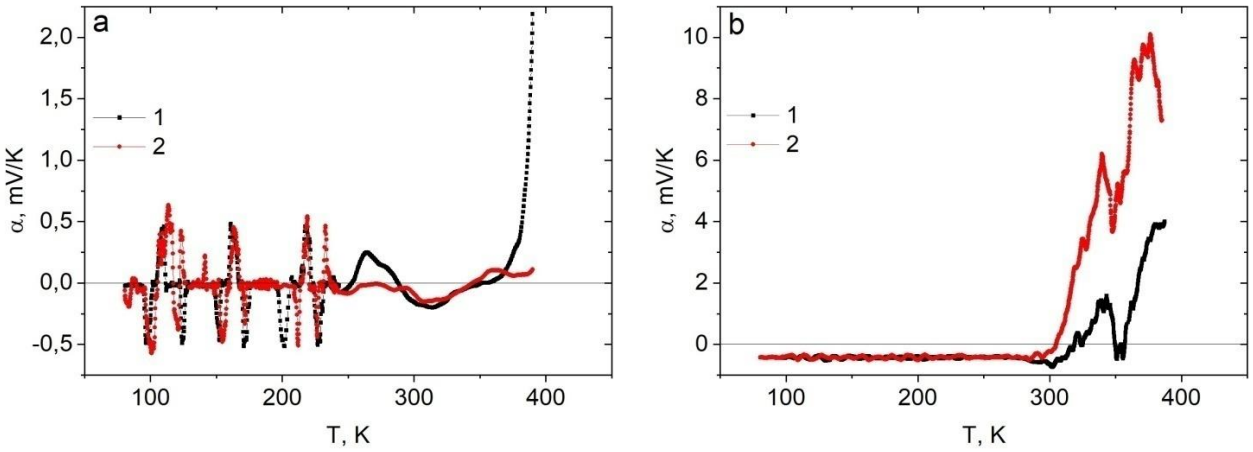


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента термоЭДС для $Sm_{0.1}Mn_{0.9}S$ (a) и для $Mn_{0.9}Tm_{0.08}Se$ (b) без поля H = 0 (1) и в магнитном поле H = 8 kOe (2)

Проведен морфологический и рентгеноструктурный анализ, согласно которому твердые растворы имеют ГЦК тип решетки. Продольный эффект Нернста–Эттингсгаузена (НЭ) заключается в изменении термоЭДС полупроводников под действием магнитного поля. На рис. 1а представлен коэффициент термоЭДС в $Sm_{0.1}Mn_{0.9}S$ без поля и в магнитном поле. Осцилляции коэффициента НЭ по температуре в $Sm_{0.1}Mn_{0.9}S$ обусловлены контактной разностью потенциалов двух фаз и диффузией. В однофазном состоянии градиент температур по образцу индуцирует градиент фононов и электронов. В. области температуры структурного перехода в образце возникают две фазы и контактная разность потенциалов $U_c = kT/e \ln(n_A/n_B)$, где n_A/n_B – концентрации носителей тока в А и В фазах. Отличие по знаку контактной разности потенциалов от диффузионной приводит к смене знака термоЭДС. Поэтому максимумы коэффициента теплового расширения и термоЭДС коррелируют между собой.

В $Mn_{0.9}Tm_{0.08}Se$ структурные переходы ниже комнатной температуры отсутствуют и выше комнатной температуры максимум термоЭДС вызван пиннингованием решеточных поляронов, которые определили из интенсивности ИК спектров.

Напряжение, индуцируемое ультразвуком, достигает максимума при 360 К и обусловлено исчезновением локальной электрической поляризацией кластеров с ионами самария. В магнитном поле растет время локализации носителей тока и полярность электрозвука меняется при нагревании и коррелирует с температурами изменения термоЭДС.

В конфигурации, электрический ток перпендикулярен скорости звука, можно регулировать величину сопротивления. В АФМ области сопротивление уменьшается более чем в два раза в $Sm_{0.1}Mn_{0.9}S$ и практически не меняется в $Mn_{0.9}Tm_{0.08}Se$. В парамагнитной области потенциальный барьер между ямами уменьшается под действием ультразвука, увеличивается концентрация носителей тока и соответственно проводимость. В области комнатных температур варьировать сопротивлением можно до 20 % с повторяемостью результатов. Эти образцы можно использовать в качестве звуковых транзисторов в широкой области температур.

Итак, из транспортных характеристик и ИК спектров найден электронно-структурный переход. Найдены температуры с максимальным значением коэффициента температурного сопротивления 1/R(dR/dT), при которых пиннингуются решеточные поляроны с деформацией решетки. Полосы поглощения в ИК области также объясняются в рамках решеточных поляронов. Также как в сульфиде марганца, носители тока определенные из константы Холла отличаются по знаку от носителей, найденных из термоЭДС. Носителями тока являются электроны, за исключением узкого интервала температур. Найдена область температур, в которой изменение электрозвука и термоЭДС в магнитном поле качественно совпадают.

Работа поддержана Российским научным фондом, Правительством Красноярского края и проектом Красноярского научного фонда № 23-22-10016.

Список использованных источников:

1. Takiguchi K., Anh L.D., Chiba T., Koyama T., Chiba D. and Tanaka M. Giant gate-controlled proximity magnetoresistance in semiconductor-based ferromagnetic–non-magnetic bilayers // Nature Physics. – 2019. – V. 15. – P. 1134–1139.

2. Romanova O.B., Aplesnin S.S., Sitnikov M.N., Udod L.V. and Kharkov A.M. Magnetoresistance and magnetoimpedance in holmium manganese sulfide // Applied Physics A. – 2022. – V. 128. – P. 124.

3. Aplesnin S.S., Sitnikov M.N., Romanova O.B., Kharkov A.M., Begisheva O.B. and Zelenov F.V. Electrosound and Asymmetry of the I–V Characteristic induced by ultrasound in the $Re_xMn_{1-x}S$ (Re = Tm, Yb) // The European Physical Journal Plus. – 2022. – V. 137. – P. 226.

4. Tagantsev A.K. Theory of flexoelectric effect in crystals // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1985. – V. 88. – P. 2108-2122.

5. Jaldurgam F.F., Ahmad Z. and Touati F. Low-Toxic, Earth-Abundant Nanostructured Materials for Thermoelectric Applications // Nanomaterials. – 2021. – V. 11. – No. 4. – P. 895.

УДК 537.633

Магнитоэлектрические свойства парамагнитных редкоземельных ионов Tb в лангасите

Тихановский А.Ю.

младший научный сотрудник ИОФ РАН

Иванов В.Ю.

к.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник ИОФ РАН

Кузьменко А.М.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ИОФ РАН

Мухин А.А.

к.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник ИОФ РАН

Аннотация. *В работе представлены комплексные исследования магнитных и магнитоэлектрических свойств Tb лангасита. В нем впервые обнаружена индуцированная магнитным полем электрическая поляризация. Проведены детальные измерения намагниченности и индуцированной поляризации при различных направлениях магнитного поля. Разработана модель, учитывающая квазидублетное основное состояние иона Tb^{3+} в кристаллическом поле симметрии C_2 и объясняющая наблюдаемые эффекты. В рамках этой модели разработан микроскопический подход, объясняющий возникновение поляризации. Получены компоненты тензора локальной магнитоэлектрической восприимчивости и показано, что эффективная локальная поляризация преимущественно возникает в плоскости, ортогональной направлению изинговской оси. Представленные результаты расширяют понимание микроскопических особенностей проявления магнитоэлектрического эффекта и его механизмов.*

Ключевые слова: *магнитные материалы, изинговский магнетик, редкоземельные ланагситы, мультиферроики*

Magnetoelectric properties of paramagnetic Tb ions in langasite

Tikhanovskii A.Yu.

Junior Researcher, GPI – Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

Ivanov V.Yu.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, GPI – Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

Kuzmenko A.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, GPI – Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

Mukhin A.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, GPI – Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *The study presents comprehensive investigations into the magnetic and magnetoelectric properties of Tb langasite. We report the first observation of a magnetic field induced electric polarization in it. Detailed measurements of magnetization and induced polarization were conducted under various magnetic field orientations. The developed model takes into account the quasi-doublet ground state of the Tb^{3+} ion in the C_2 symmetry crystal field and explaining the observed effects. A developed microscopic approach elucidate the origin of polarization. Components of the local magnetoelectric susceptibility tensor were determined, showing that effective local polarization predominantly arises in a plane orthogonal to the direction of the Ising axis. The presented results expand our understanding of the magnetoelectric effect microscopic origin.*

Keywords: *magnetic materials, Ising magnetic, rare-earth langasites, multiferroics*

Соединения со структурой лангасита ($La_3Ga_5SiO_{14}$) широко исследованы и известны сильными пьезоэлекрическими и нелинейными оптическими свойствами. Например, редкоземельные лангаситы $Nd_3Ga_5SiO_{14}$ и $Pr_3Ga_5SiO_{14}$, привлекли внимание благодаря проявлению нелинейных оптических, пьезоэлектрических и необычных магнитных свойств[1][2], а в замещенном $(La_{0.985}Ho_{0.015})_3Ga_5SiO_{14}$ впервые была обнаружена индуцированная магнитным полем электрическая поляризация и предложена модель магнитной структуры, в рамках которой описаны особенности поведения соединения в магнитном поле[3]. Однако, равновероятное заполнение позиций 2d ионами Ga/Si вызывает нарушение локальной симметрии C_2. Это приводит к отклонению изинговских осей от разрешенных симметрией направлений и сложному поведению соединений в магнитном поле[4], что значительно усложняет исследование микроскопических причин возникновения поляризации и объяснения их природы. В работе мы представляем комплексное (экспериментальное и теоретическое) исследование магнитных и магнитоэлектрических свойств $(La_{0.95}Tb_{0.05})_3Ga_5SiO_{14}$, с более простой (слабо искаженной) магнитной структурой.

Полевые зависимости намагниченности при низких температурах насыщаются в поле ~ 1 Тл, а магнитная восприимчивость в исследуемом диапазоне температур ~ T^{-1}. Таким образом, поведение некрамерсовских магнитных ионов Tb^{3+} во внешнем магнитном поле, определяется нижним квазидублетом мультиплета $^7F_6$ с малой величиной расщепления. Угловые зависимости намагниченности в базисной плоскости *ab** обладают 60º анизотропией, с максимум вдоль оси *a* и минимумом вдоль оси *b**. Намагниченность в плоскостях *ac* и *b*c* имеет значительно большую анизотропия с острым минимум при $H \parallel c$.

Измерения индуцированной полем поляризации показали, что ее компоненты в базисной плоскости *ab**(P_a) квадратично зависят от магнитного поля в области слабых магнитах полей (рис. 1) и имеют квазилинейный характер в сильных магнитных полях при низких температурах (рис. 1a-c). Поляризация вдоль тригональной оси (P_c) появляется только, начиная с членов четвертой степени по полю (H^4) и, как и плоскостная поляризация, становится квазилинейной в сильных полях.

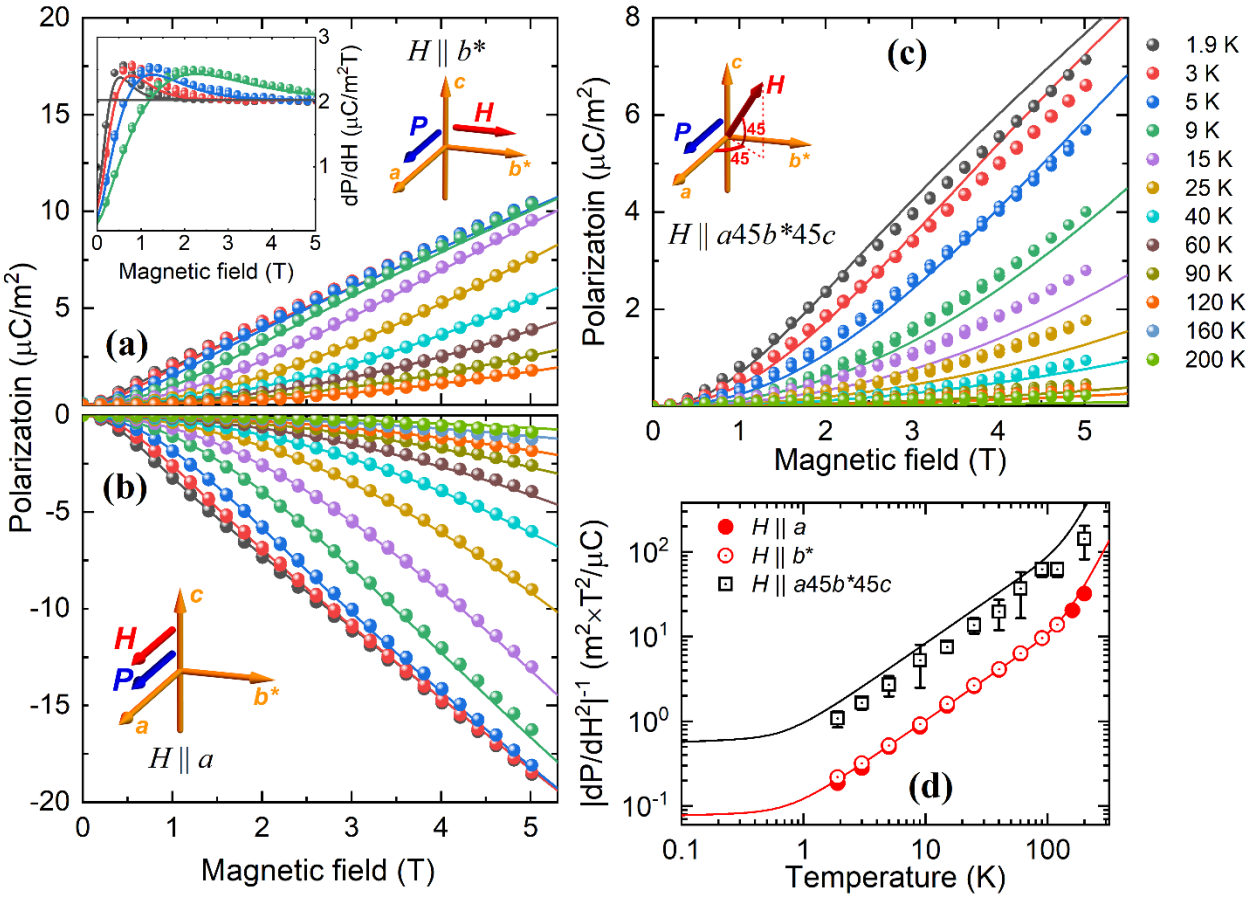


Рис. 1. Полевые зависимости электрической поляризации P_a в $(La_{0.95}Tb_{0.05})_3Ga_5SiO_{14}$, индуцированной магнитным полем (a) H || a, (b) H || b и (c) H || a45°b*45°c (отклоненным от оси c на угол 45° в вертикальной плоскости, пересекающей ab* под углом 45° к оси a) при различных температурах. На вставке изображена производная поляризации по полю dP/dH при H || b*, демонстрирующая линейный ход поляризации в области сильных магнитных полей. (d) Температурные зависимости $(dP/dH^2)^{-1}$ при H || a, b*, a45°b*45°c, полученных из полевых зависимостей P_a. Символы – эксперимент, сплошные линии – теория.*

Для описания наблюдаемых явлений мы положили, что основным состоянием некрамерсовского иона Tb^{3+} в кристаллическом поле симметрии C_2 является квазидублет, который определяет основной вклад в анизотропный магнитный момент иона и отделен от возбужденных уровней. В рамках предложенной модели мы выполнили моделирование магнитных свойств $(La_{0.95}Tb_{0.05})_3Ga_5SiO_{14}$ и показали, что оси анизотропии Tb^{3+} направлены вдоль локальных осей второго порядка *a, b, -a-b*.

С учетом основного состояния Tb^{3+} в кристаллическом поле разработан микроскопический подход для описания индуцированной полем электрической поляризации кристалла, которая определяется суперпозицией локальных поляризаций, связанных операций симметрии C_3 и зависящими от локальных магнитных восприимчивостей ионов Tb^{3+}.

Поляризация в базисной плоскости P_{a,b^*} определяется суммой локальных магнитных восприимчивостей в области слабых магнитных полей, а в сильных магнитных полях, как и поляризации вдоль тригональной оси (P_c), обусловлена неэквивалентным поведением позиций и соответствующих восприимчивостей ионов Tb^{3+} в поле.

Из совокупности экспериментальных данных, полученных в широком диапазоне магнитных полей и температур, мы определили компоненты тензора локальной магнитоэлектрической восприимчивости. Эффективная локальная поляризация, учитывающая изменение электронной плотности редкоземельного иона и связанные с этим

решеточные искажения, преимущественно возникает в плоскости ортогональной направлению изинговской оси, а ее величина достигает сотен $\mu C/m^2$ на ион.

Работа поддержана грантом РНФ № 22-42-05004.

Список использованной литературы:

1. Zorko A. et al. Ground State of the easy-axis rare-earth kagome langasite $Pr_3Ga_5SiO_{14}$ // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 104, № 5. P. 3–6.

2. Bordet P. et al. Magnetic frustration on a Kagomé lattice in $R_3Ga_5SiO_{14}$ langasites with R ≤ Nd, Pr // J. Phys. Condens. Matter. 2006. Vol. 18, № 22. P. 5147–5153.

3. Weymann L. et al. Unusual magnetoelectric effect in paramagnetic rare-earth langasite // npj Quantum Mater. 2020. Vol. 5, № 1. P. 61.

4. Тихановский А.Ю. Влияние локальных нарушений симметрии на магнитоэлектрические свойства $(La_{0,985}Ho_{0,015})_3Ga_5SiO_{14}$ // Тезисы докладов Школы-конференции молодых ученых «Прохоровские недели». 2023. Vol. 1.

УДК 537.6/.8

Моделирование сдвига фазы спиновых волн при прохождении через электрически управляемую доменную стенку

Мясников Н.В.

Аспирант физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Пятаков А.П.

д.ф.-м.н., проф., физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *В новой ветви электроники – магнонике – рассматривают различные способы возбуждения спиновых волн и способы управления их свойствами, например модуляцию амплитуды и фазы. В материалах с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием в качестве фазового модулятора для спиновой волны может выступать доменная стенка, управляемая внешним электрическим полем. В работе показано, что естественный для микромагнетизма объект – доменная стенка – способна при различной своей структуре изменять свойства фазы проходящих спиновых волн.*

Ключевые слова: *магноника, микромагнетизм, неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие, доменная стенка*

Simulation of phase shift of spin waves passing through an electrically controlled domain wall

Myasnikov N.V.,

Postgraduate student, Department of Oscillations, Physics Faculty, M.V. Lomonosov MSU – Moscow State University

Pyatakov A.P.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of Department of Oscillations, Physics Faculty, M.V. Lomonosov MSU – Moscow State University

Annotation. *A new branch of electronics, magnonics, considers various ways to excite spin waves and to control their properties, for example, amplitude modulation and phase shifts. In materials with inhomogeneous magnetoelectric interaction a domain wall controlled by an external electric field can act as a phase modulator for a spin wave. It is shown that the domain wall, a natural object for micromagnetism, is capable of changing the properties of the phase of passing spin waves with its different structure.*

Keywords*: magnonics, micromagnetism, inhomogeneous magnetoelectric interaction, domain wall*

В последнее время в мире активно развиваются альтернативные ветки электроники, которые используют в качестве переносчика информации спин электрона (спинтроника [1]) или коллективные возбуждения спинов (магноника [2]), в противоположность традиционно используемому зарядовому транспорту. В области магноники возникает необходимость управлениями свойствами спиновых волн. В частности, отдельной степенью свободы может выступать фаза спиновой волны. Для сред с магнитным упорядочением естественными являются такие объекты как доменные стенки. Отдельная доменная стенка может выступать в качестве спинового клапана для спиновых волн [3], т.е. в зависимости от структуры доменной

стенки спиновые волны, прошедшие через нее, могут иметь разные свойства или не проходить вовсе. Вместе с тем известно, что в магнитных материалах с нарушенной центральной симметрией проявляется неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие [4], суть которого состоит в том, что неоднородное распределение вектора намагниченности (например, внутри доменной стенки) приводит к возникновению электрической поляризации. Таким образом, в подобных материалах появляется возможность управлять микромагнитной структурой за счет внешнего электрического поля, и даже оказывается возможным зарождать цилиндрические магнитные домены [5].

В связи с возможностями применять доменные стенки в магнонике и управлять структурой доменной стенки внешним электрическим полем возникает интересная задача по моделированию прохождения спиновых волн через доменную стенку, управляемую электрическим полем. Динамика спиновых волн в ферромагнитном материале может быть рассчитана на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта:

$$\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t} = -|\gamma|\left[\boldsymbol{M}, \boldsymbol{H^{eff}}\right] + \frac{\alpha}{M_s}\left[\boldsymbol{M}, \frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t}\right], \quad (1)$$

$$\boldsymbol{H^{eff}} = -\frac{\delta F(\boldsymbol{M})}{\delta \boldsymbol{M}}, \quad (2)$$

где $\boldsymbol{M}$- вектор намагниченности, $\boldsymbol{H^{eff}}$- эффективное магнитное поля, определяемое как вариационная производная от свободной энергии $F(\boldsymbol{M})$ по $\boldsymbol{M}$, $|\gamma|$ — гиромагнитное отношение для электрона, α – константа затухания, M_s – намагниченность насыщения. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие может быть включено в модель за счет дополнительного слагаемого в потенциале свободной энергии [4]:

$$F_{me} = -\gamma_{me}\boldsymbol{E}\big(\boldsymbol{m}(\nabla, \boldsymbol{m}) + \left[\boldsymbol{m} \times [\nabla \times \boldsymbol{m}]\right]\big), \quad (3)$$

где γ_{me} — константа магнитоэлектрического взаимодействия, $\boldsymbol{E}$ - электрическое поле внутри среды, $\boldsymbol{m}$ – безразмерный вектор намагниченности. С помощью уравнений (1-3) был проведен численный расчет распространения спиновых волн, возбуждаемых магнитным полем, через доменную стенку Блоха и через доменную стенку Нееля, контролируемую внешним электрическим полем.

Основной результат состоит в том, что фаза спиновой волны, прошедшей через доменную стенку Блоха (см. Рис. 1)., примерно на 180 градусов отличается от фазы спиновой волны, прошедшей через доменную стенку Нееля (см. Рис. 2). Различие фаз показано на Рис.3: на нем приведены прецессирующие компоненты намагниченности для случая каждой доменной стенки, а также их сумма, малость величины которой указывает на то, что прошедшие волны распространяются практически в противофазе.

Работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (программа Junior Leader).

Список использованной литературы:

1. S. D. Bader и S. S. P. Parkin, Spintronics //Annual Review of Condensed Matter Physics – 2010 – v. 1 – № 1– pp. 71-88.
2. A. Barman et.al., The 2021 Magnonics Roadmap//Journal of Physics: Condensed Matter – 2021 –v. 33 – p. 413001.
3. S. J. Hämäläinen, M. Madami, H. Qin, G. Gubbiotti и S. van Dijken, Control of spin-wave transmission by a programmable domain wall//Nature Communications – 2018 –v. 9 – № 1– p. 4853
4. A. P. Pyatakov, G. A. Meshkov и A. K. Zvezdin, Electric polarization of magnetic textures: New horizons of micromagnetism// Journal of Magnetism and Magnetic Materials–2012– v.

324 – № 21– p. 3551–3554.
5. K.S. Antipin, T.T. Gareev, N.V. Myasnikov, E.P. Nikolaeva и A. P. Pyatakov, Bipolar electric field-induced nucleation of magnetic domains with 90 domain walls//Journal of Applied Physics – 2021 – v. 129 – № 2 – p. 24103.

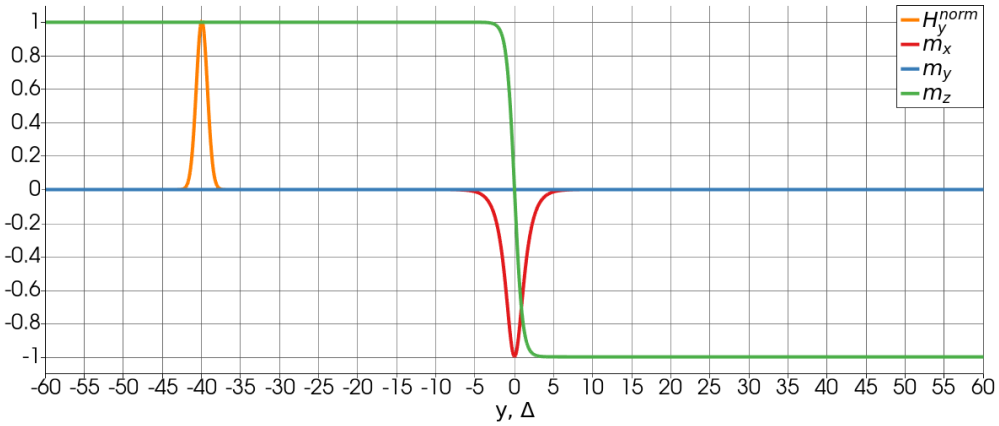


Рис. 1. Структура доменной стенки Блоха и положение прикладываемого магнитного поля (пик слева)

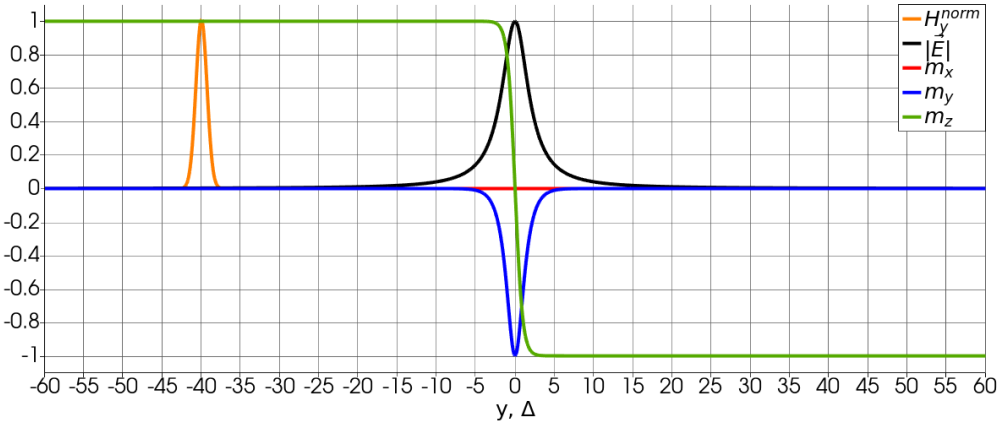


Рис. 2. Структура доменной стенки Нееля, контролируемой внешним электрическим полем (отмечено черной линией) и положение прикладываемого магнитного поля (пик слева)

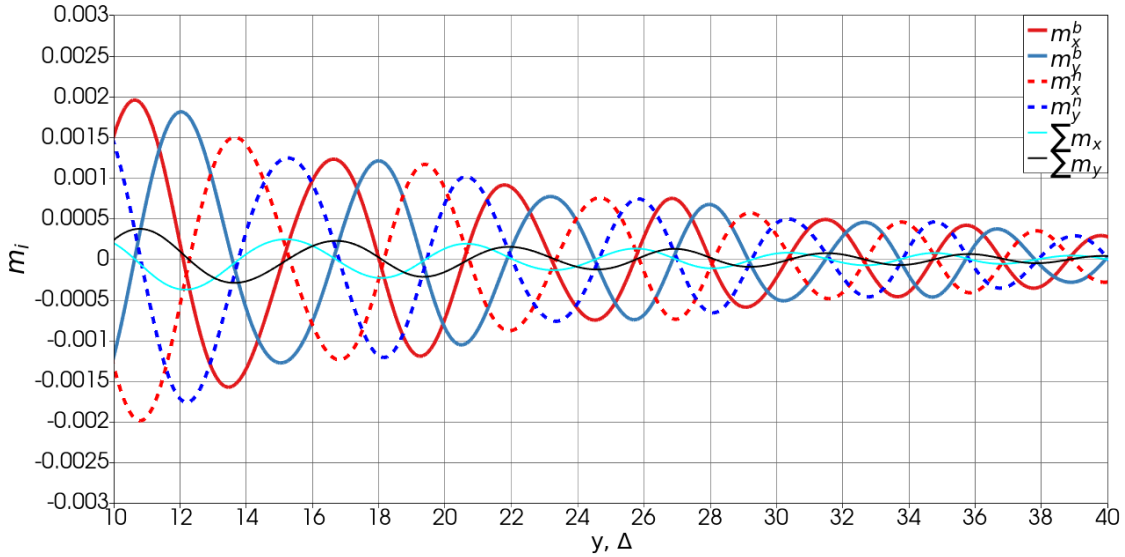


Рис. 3. Структура спиновых волн, прошедших по отдельности через доменные стенки Блоха и Нееля, а также их сумма.

УДК 537.63

Исследование низкочастотного обратного магнитоэлектрического эффекта

Иванов С.В.

магистрант, лаборатория «Микро- и нанотехнологий» Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого

Соколов О.В.

к.ф.-м.н., инженер-исследователь, Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого

Бичурин М.И.

д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой, Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого

Аннотация. *В работе проводится моделирование изгибной, продольно-сдвиговой и крутильной мод низкочастотного (НЧ) обратного магнитоэлектрического эффекта для композитов ЦТС-19 / АМАГ – 321 и GaAs / АМАГ – 321.*

Ключевые слова: *НЧ обратный магнитоэлектрический эффект, пьезоэлектричество, магнитострикция, ЦТС-19, GaAs, АМАГ – 321.*

Research of the low frequency converse magnetoelectric effect

Ivanov S.V.

Master's student, «Micro- and nanotechnologies» laboratory, Yaroslav-the-Wise Novgorod State University

Sokolov O.V.

Ph. D. (Phys.-Math.), Research engineer, Yaroslav-the-Wise Novgorod State University

Bichurin M.I.

Dr. Sc. (Phys.-Math.), Professor, Head of the Department, Yaroslav-the-Wise Novgorod State University

Annotation. *Research of the bending, longitudinal-shear and torsional modes of the LF converse magnetoelectric effect for PZT-19 / AMAG – 321 and GaAs composites is investigated in the paper.*

Keywords: *LF converse magnetoelectric effect, piezoelectricity, magnetostriction, PZT-19, GaAs, AMAG – 321.*

Магнитоэлектрический композит – это структура, в которой пьезоэлектрический и магнитострикционный материал механически соединены и для которой наблюдается прямой и обратный магнитоэлектрический (МЭ) эффект. Данные композиты могут быть использованы в качестве основных элементов различных устройств на основе МЭ эффекта, при этом обеспечивая большую чувствительностью и небольшие габаритные размеры данных устройств [1-3]: датчиков магнитного поля, фильтров, генераторов, фазовращателей, харвестеров, антенн и т. д.

Функциональные свойства МЭ композитов определяются обратным МЭ коэффициентом в случае обратного МЭ эффекта и МЭ коэффициентом по напряжению в случае прямого МЭ эффекта.

В данной работе производится моделирование обратного МЭ эффекта для композитов, изображенных на рис. 1, в режиме изгибной, продольно-сдвиговой и крутильной мод электромеханического резонанса (ЭМР).

Внешнее переменное электрическое напряжение на пьезоэлектрической фазе МЭ композита вызывает продольные и изгибные деформации пьезоэлектрика, передающиеся так же магнитострикционной фазе композита, но с некоторыми потерями из-за наличия клея, соединяющего фазы композита. В ходе деформаций магнитострикционной фазы композита в данной фазе генерируется переменная намагниченность с той же частотой, что и частота напряжения на пьезоэлектрической фазе. На частотах ЭМР МЭ композита для изгибной, продольно-сдвиговой и крутильной мод амплитуда этих деформаций становится максимальной, вследствие чего амплитуда переменной намагниченности также принимает максимальное значение. Кроме внешнего электрического поля на пьезоэлектрике для генерации переменной намагниченности необходимо также внешнее постоянное магнитное поле определенной величины, приложенное к магнитострикционной фазе для обеспечения высокого значения магнитострикции материала. В случае изгибной моды постоянное магнитное поле ориентировано по длине (вдоль оси X) МЭ композита (рис. 1), в случае продольно-сдвиговой и крутильной мод постоянное магнитное поле ориентировано по ширине МЭ композита (вдоль оси Y) и в качестве пьезоэлектрика МЭ композита применяется GaAs в связи с наличием у GaAs компоненты тензора пьезоэлектрического коэффициента, необходимой для режима продольно-сдвиговой и крутильной мод ЭМР.

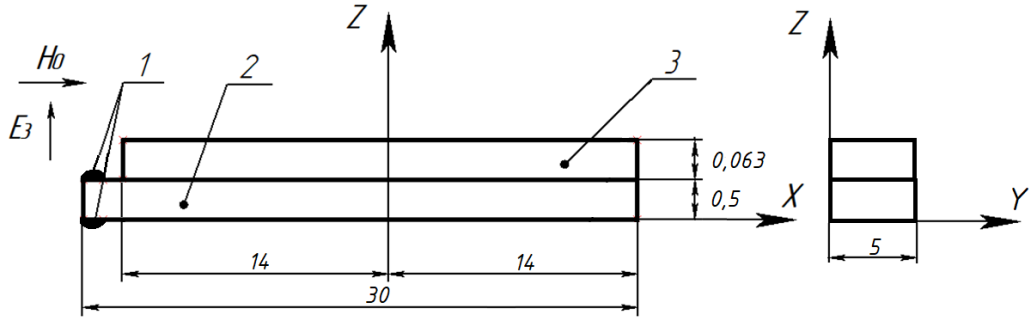


Рис. 1. Эскиз МЭ композита ЦТС-19 (GaAs) / АМАГ - 321. Размеры в мм

На рис. 1: 1 – электроды, с которых на пьезоэлектрик подано напряжение, 2 – пьезоэлектрическая фаза (ЦТС-19 / GaAs), 3 – магнитострикционная фаза АМАГ-321 (ПАО «Мстатор»), H_0 = 15 Э – экспериментально определенное значение внешнего постоянного магнитного поля, при котором обратный МЭ коэффициент композита с АМАГ-321 максимален, E_3 – напряженность электрического поля, приложенного к пьезоэлектрической фазе.

Обратный МЭ коэффициент, связывающий переменную магнитную индукцию в магнитострикционной фазе и напряженность внешнего электрического поля в пьезоэлектрической фазе, определяется по формуле:

$$\alpha_{conv} = \frac{^{m}B_1}{E_3}, \quad (1)$$

где ${}^{m}B_1$ – переменная магнитная индукция в магнитострикционной фазе композита, возникающая в ходе обратного МЭ эффекта, Тл, E_3 – амплитуда переменной напряженности электрического поля, приложенная к пьезоэлектрику композита, В/м.

На рисунке 2 приведены результаты теоретических расчетов частотной зависимости обратного МЭ коэффициента, выполненных в соответствии с работой [4] с помощью материальных параметров фаз композита (пьезоэлектрического коэффициента, псевдопьезомагнитного коэффициента, геометрических размеров фаз, модулей податливости и упругости и т. д.), при изгибной, продольно-сдвиговой и крутильной модах для МЭ композитов ЦТС-19 / АМАГ – 321 и GaAs / АМАГ – 321.

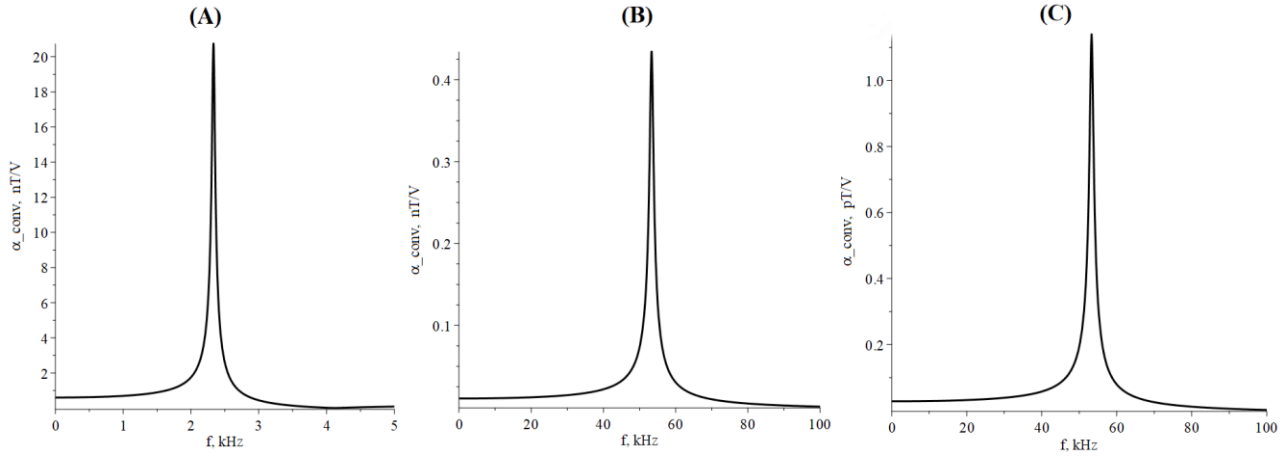


Рис. 2. Зависимость обратного МЭ коэффициента от частоты напряжения на пьезоэлектрической фазе композита. Изгибная мода, МЭ композит ЦТС-19 / АМАГ - 321 (А), Продольно-сдвиговая мода, МЭ композит GaAs / АМАГ – 321 (В), Крутильная мода, МЭ композит GaAs / АМАГ – 321 (С)

В результате теоретических расчетов было определено, что для композита ЦТС-19 / АМАГ – 321 с размерами, перечисленными на рисунке 1, обратный МЭ коэффициент при изгибной моде колебаний больше на 2 и 4 порядка, чем при продольно-сдвиговой и крутильной модах, соответственно, для композита GaAs / АМАГ - 321 с теми же размерами. При этом резонансная частота изгибной моды в 20 раз меньше резонансной частоты колебаний продольно-сдвиговой и крутильной мод.

В дальнейшем планируется сравнить данные расчета с экспериментальными результатами.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24–15–20044.

Список использованных источников:

1. Bichurin M., Petrov R., Sokolov O., Leontiev V., Kuts V., Kiselev D., Wang Y. Magnetoelectric Magnetic Field Sensors: A Review // Sensors. 2021 – №21. P. 2-19.

2. Wu H., Tatarenko A. Bichurin M., Wang Y. A multiferroic module for biomechanical energy harvesting // Nano Energy. 2021 – №83. P. 3-7.

3. Fu S., Cheng J., Jiang T., Wu H., Fang Z., Jiao J., Sokolov O., Ivanov S., Bichurin M., Wang Y. Bias-free very low frequency magnetoelectric antenna // Applied Physics Letters. 2023. – №122. P. 1-4.

4. Bichurin, M.; Sokolov, O.; Ivanov, S.; Leontiev, V.; Lobekin, V.; Semenov, G.; Wang, Y. Modeling the Converse Magnetoelectric Effect in the Low-Frequency Range. Sensors 2024, 24, 151. https://doi.org/ 10.3390/s24010151.

УДК 538.955

Влияние температуры на магнитоэлектрический эффект в структуре с лангататом

Болотина Е.В.

лаборант, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства», РТУ МИРЭА

Савельев Д.В.

к.ф-м.н, инженер-исследователь, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства», РТУ МИРЭА

Турутин А.В.

к.ф-м.н., с.н.с. лаборатории физики оксидных сегнетоэлектриков, НИТУ МИСиС

Кубасов И.В.

к.ф-м.н., с.н.с. лаборатории физики оксидных сегнетоэлектриков, НИТУ МИСиС

Темиров А.А.

н.с. лаборатории физики оксидных сегнетоэлектриков, НИТУ МИСиС

Фетисов Л.Ю.

д.ф-м.н., доцент, профессор кафедры наноэлектроники РТУ МИРЭА

Аннотация. *В работе исследовано влияние температуры на магнитоэлектрический эффект в структуре на основе монокристалла лангатата с напыленными с обеих сторон слоями аморфного магнитного сплава. Измерения проводили в диапазоне температур от 220 до 340 К. При комнатной температуре МЭ коэффициент составил 9 В/(Э·см). Выявлена линейная зависимость МЭ коэффициента от температуры.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, лангатат, температрные зависимости, аморфный магнитный сплав, композитная структура.*

The effect of temperature on the magnetoelectric effect in a structure with langatate

Bolotina E.V.,

Laboratory assistant, Scientific and educational center "Magnetoelectric materials and devices", MIREA – Russian Technological University

Savelev D.V.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Enginner-researcher, Scientific and educational center "Magnetoelectric materials and devices", MIREA – Russian Technological University

Turutin A.V.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Laboratory of Physics of Oxide Ferroelectrics, NUST MISIS

Kubasov I.V.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Laboratory of Physics of Oxide Ferroelectrics, NUST MISIS

Temirov A.A.,

Researcher, Laboratory of Physics of Oxide Ferroelectrics, NUST MISIS

Fetisov L.Y.,

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the
Department of nanoelectronics, IPTIP of MIREA – Russian Technological University

Annotation. *In this study, the effect of temperature on the magnetoelectric effect (ME) in a structure based on a langatate single crystal with layers of an amorphous magnetic alloy deposited on both sides was investigated. The measurements were carried out in the temperature range from 220 to 340 K. At room temperature, the ME coefficient was 9 V/(E·cm). A linear dependence of the ME coefficient on temperature was revealed.*

Keywords: *magnetoelectric effect, langatate, temperature dependences, amorphous magnetic alloy, composite structure.*

Разработка высокочувствительных датчиков магнитных полей на основе высокодобротных магнитоэлектрических (МЭ) композитных структур, изготовленных из монокристаллических пьезоэлектриков, является в настоящий момент актуальной задачей [1]. МЭ эффект в слоистых композитных структурах возникает благодаря комбинации магнитострикции магнитного слоя и пьезоэлектрического эффекта в пьезоэлектрическом слое. Он реализуется следующим образом: при помещении структуры в постоянное магнитное поле в ферромагнитном (ФМ) слое вследствие магнитострикции возникают деформации, передающиеся жестко скрепленному с ним пьезоэлектрическому (ПЭ) слою, в котором, в результате пьезоэффекта, возникает разность потенциалов [2]. Метод соединения магнитных и пьезоэлектрических слоев в таких композитах – важный фактор, влияющий на величину МЭ эффекта. Ранее было показано, что изготовление слоистых композитов посредством склеивания плохо сказывается на температурной стабильности и передаче деформаций [2], поэтому актуальным является переход к пленочным технологиям.

В данной работе был исследован МЭ эффект в трехслойной композитной структуре аморфный магнитный сплав – лангатат – аморфный магнитный сплав, размеры которой составили 22 × 4.7 × 1.5 мм. Толщина каждого из ФМ слоев составила ~ 2 мкм. Слои наносили методом высокочастотного магнетронного распыления мишени. Осаждение проводили в вакуумной технологической камере SUNPLA-40TM без дополнительного нагрева подложкодержателя. Синтез метгласа проходил в атмосфере аргона с рабочим давлением 0,5 Па при мощности магнетрона 200 Вт, а температура подложки не превышала 40 °C. Изготовление образцов было проведено в НИТУ МИСИС.

Исследования МЭ эффекта проводили динамическим методом [3] на установке, разработанной в НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» [4]. Композитную структуру помещали между кольца Гельмгольца, который создавал однородное постоянное магнитное поле напряженностью до 350 Э. Переменное магнитное поле с амплитудой h до 0.22 Э - с использованием модулирующих катушек, питаемых от генератора (Agilent 33210A, Agilent Technologies, Inc., Santa Clara, CA, USA). Напряжение $u(t)$, генерируемое МЭ структурой, измерялось вольтметром (АКИП – 2401, АО “ПриСТ”, Москва, Россия) со входным сопротивлением 10 МОм.

Были исследованы зависимости линейного магнитоэлектрического эффекта от температуры. На рис. 1 приведена амплитудно-частотная характеристика МЭ коэффициента структуры в постоянном поле H = 70 Э, измеренная при комнатной температуре. Наблюдался только один резонансный пик вблизи частоты $f_0 \approx 96.55$ кГц, соответствующей первой моде продольных колебаний структуры, с амплитудой $\alpha = u/(a_p h) \approx 9$ В/(Э·см) и добротностью $Q = f/\Delta f = 4830$, где Δf –ширина пика на уровне 0.7.

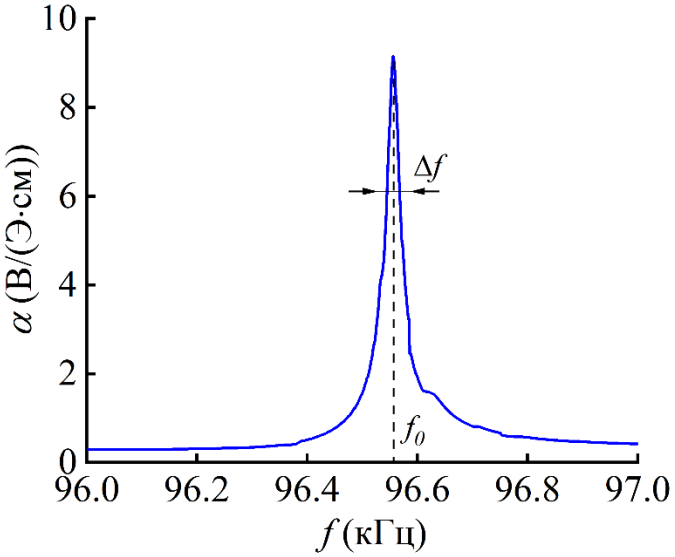


Рис. 4. Зависимость МЭ коэффициента от частоты возбуждающего переменного поля при постоянном поле H = 70 Э.

На рис. 2 приведена зависимость нормированного на максимальное значение МЭ коэффициента α/α_{max} от температуры. Видно, что она имеет линейный вид. Наблюдаемое изменение МЭ преобразования составляет 70% в заданном диапазоне температур, что хорошо согласуется с полученными ранее результатами [4] для структуры на основе лангатата с наклеенной лентой аморфного сплава Metglas 2605S3A. Такое поведение связано с уменьшением акустической добротности резонанса почти в 2 раза при увеличении температуры в исследуемом диапазоне.

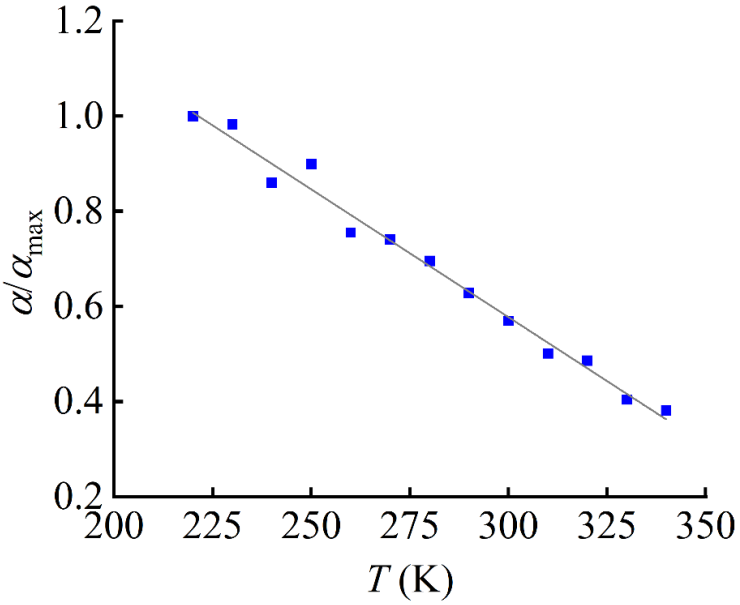


Рис. 5. Зависимость нормированного МЭ коэффициента от температуры в оптимальном постоянном магнитном поле.

Полученные зависимости изменения частоты резонанса от температуры представлены на рис. 3. Наблюдается незначительный рост резонансной частоты с увеличением температуры, который обусловлен температурной стабильностью модуля Юнга лангатата [4].

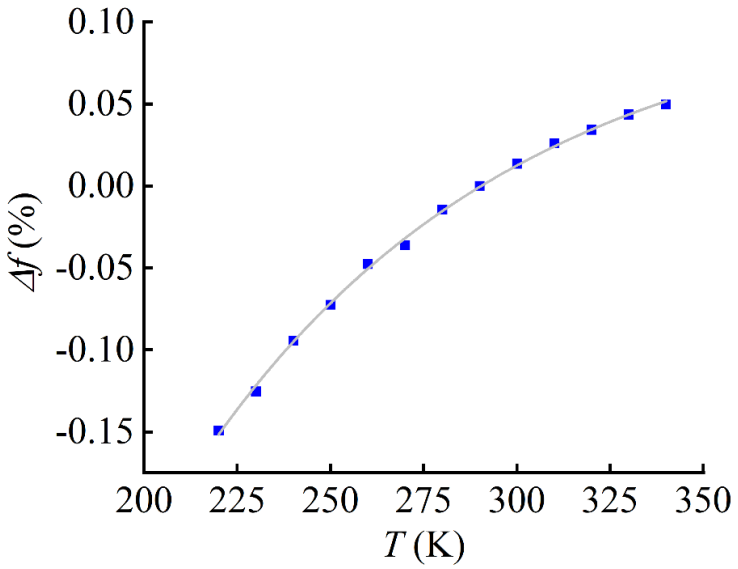


Рис. 6. Зависимость резонансной частоты от температуры.

Таким образом, в работе впервые исследовано влияние температуры на линейный МЭ эффект в структуре, состоящей из монокристалла лангатата с напыленными с обеих сторон тонкими слоями аморфного ферромагнетика. Показано, что МЭ коэффициент линейно уменьшается с ростом температуры до 340 К, что хорошо согласуется с результатами, полученными в статье [4].

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-7910128-П) и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (проект № FSME-2024-0001)

Список использованной литературы:

1. Kopyl S., Surmenev R., Surmeneva M. et. al. Magnetoelectric effect: principles and applications in biology and medicine– a review // Materials Today Bio. - 2021. - V. 12 - 100149.
2. Nan C.-W., Bichurin M. I., Dong S., Viehland D.; Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // Journal of Applied Physics - 2008, - № 103 - 031101.
3. Vopson M.M., Fetisov Y.K., Caruntu G. et. al. Measurement Techniques of the Magneto-Electric Coupling in Multiferroics // Materials. - 2017. - V.10, № 8. - 963.
4. Burdin, D.A., Ekonomov, N.A., Chashin, D.V. et. al. Temperature Dependence of the Resonant Magnetoelectric Effect in Layered Heterostructures // Materials. - 2017 - № 10. - 1183.

УДК 537.633.9

Влияние магнитного поля на формирование структуры и магнитоэлектрические свойства композитов

Поддубная Н.Н.

к.ф.-м. н., заведующий лабораторией нелинейных материалов
ГНУ ИТА НАН Беларуси

Лалетин В.М.

к.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник лаборатории нелинейных материалов
ГНУ ИТА НАН Беларуси

Разбаев П.А.

младший научный сотрудник лаборатории нелинейных материалов, аспирант
ГНУ ИТА НАН Беларуси

Кудыбин М.В.

младший научный сотрудник лаборатории нелинейных материалов, аспирант
ГНУ ИТА НАН Беларуси

Набздоров И.С.

аспирант ГНУ ИТА НАН Беларуси

Аннотация. *Магнитоэлектрические композиционные материалы являются многообещающими для нового класса устройств микроэлектроники и стрейнтроники, обеспечивая взаимное преобразование напряженности магнитного поля и поляризации в широкой области температур. Величина магнитоэлектрического эффекта в них определяется магнито- и пьезо стрикционными свойствами компонент структуры. Представленная работа позволяет оценить вклад магнитного поля, воздействующего в процессе электрохимического осаждения, на величину магнитоэлектрического преобразования в композите. Понимание влияния магнитного и электрического полей на магнитоэлектрическое преобразование определяет фундаментальный интерес к решаемой задаче. Возможность смещения максимального магнитоэлектрического эффекта в область малых магнитных полей важно для решения практической задачи по использованию магнитоэлектрического преобразования.*

Ключевые слова: *композиционные материалы, электрохимическое осаждение, поляризация, магнитоэлектрический эффект*

The influence of a magnetic field on the formation of structure and magnetoelectric properties of composites

Poddubnaya N.N.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences.,
Head of Laboratory of Nonlinear Materials SSI ITA NAS of Belarus

Laletin V.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences,
Leading Researcher, Laboratory of Nonlinear Materials SSI ITA NAS of Belarus

Razbaev P.A.

Junior Researcher, Laboratory of Nonlinear Materials, Postgraduate Student
SSI ITA NAS of Belarus

Kudybin M.V.

Junior Researcher, Laboratory of Nonlinear Materials, Postgraduate Student
SSI ITA NAS of Belarus

Nabzdorov I.S.

postgraduate student SSI ITA NAS of Belarus

Annotation. *Magnetoelectric composite materials are promising for a new class of microelectronics and straintronics devices, providing mutual conversion of magnetic field strength and polarization over a wide temperature range. The magnitude of the magnetoelectric effect in them is determined by the magneto- and piezostrictive properties of the structure components. The presented work makes it possible to estimate the contribution of the magnetic field acting during the electrochemical deposition process on the magnitude of the magnetoelectric conversion in the composite. Understanding the influence of magnetic and electric fields on the magnetoelectric transformation determines the fundamental interest in the problem being solved. The possibility of shifting the maximum magnetoelectric effect to the region of low magnetic fields is important for solving the practical problem of using magnetoelectric conversion.*

Keywords: *composite materials, electrochemical deposition, polarization, magnetoelectric effect*

За последние десятилетия теория магнитоэлектрического взаимодействия получила стремительное развитие. Несмотря всесторонние исследования магнитоэлектрических композитов интерес к ним не только не снижается, но и усиливается, благодаря новым возможностям применения материалов [1-3]. При выборе материалов исследований постулатом стало высказывание Boomgard – максимальные магнитоэлектрические свойства определяются пьезо- и магнитострикционными свойствами компонент композита, и взаимодействием между этими компонентами [4]. Теоретически и экспериментально было показано, что величина эффекта в слоистых структурах может быть существенно выше, чем в объемных композитах [3, 5]. Проведена экспериментальная и теоретическая оценка взаимодействия компонент структуры посредством добротности в зависимости от метода формирования композита [6]. Эти и другие факторы определили выбор методики получения материалов исследования электрохимическим осаждением.

Анализируя магнитострикционные свойства пленок магнитомягких металлов, полученных различными методами, было обнаружено существенное изменение их свойств. Отличия определяются многими факторами, зависящими от методов получения покрытий. К ним можно отнести соотношение параметров решетки при формировании пленок на подложках, наличие внешних и внутренних напряжений в ходе формирования покрытий металлов. Кроме того, ряд исследований показал существенное влияние наличия внешнего магнитного поля на магнитные свойства покрытий [7]. Ранее нами было показано влияние поляризации подложки на свойства структуры и скорость роста металлических покрытий [6]. Здесь, мы попробовали систематизировать полученные экспериментальные результаты влияния магнитного поля и поляризации в процессе получения магнитострикционных покрытий электрохимическим осаждением на характер и величину магнитоэлектрического эффекта композитов.

В эксперименте участвовали композиты металл/пьезоэлектрик/металл на основе титаната бария, цирконат-титанат свинца и поливинилдентфторида, полученные химическим

и электрохимическим осаждением никеля. Керамику различных составов получали традиционным методом высокотемпературного спекания. Пленки полимера – по технологии, описанной в []. Использованы образцы в форме дисков диаметром 8,5 – 9 мм (в зависимости от состава керамики), и образцы в форме квадратов с длиной стороны 4 мм. Высота всех образцов на основе керамики составляла 400 мкм, на основе полимера – 500 мкм. Никелевые электроды нанесены методом химической металлизации (на керамику) и магнетронного напыления (на ПВДФ). Образцы одинакового состава и формы, полученные при прочих равных условиях, делили на четыре одинаковые части. Первая часть была поляризована, затем подверглась электрохимическому осаждению (el/P). Вторая часть была поляризована, затем подверглась электрохимическому осаждению в магнитном поле (P/el+H). Третья и четвертая части сначала осадили в магнитном поле и без него, а после поляризовали (соответственно el/P и el+H/P).

Так, определено, что воздействие магнитного поля в процессе осаждения меняет не только магнитные свойства пленок, но и магнитоэлектрические свойства композитов в целом. При этом, имеет значение поляризация подложки. Осаждение в магнитном поле на поляризованную подложку приводит к ослаблению магнитоэлектрического коэффициента (например рис. 1). В то время как поляризация композита, полученного с использованием магнитного поля в процессе осаждения, позволяет усилить величину МЭ коэффициента и перераспределить максимальные величины между продольным и поперечным МЭ эффектом.

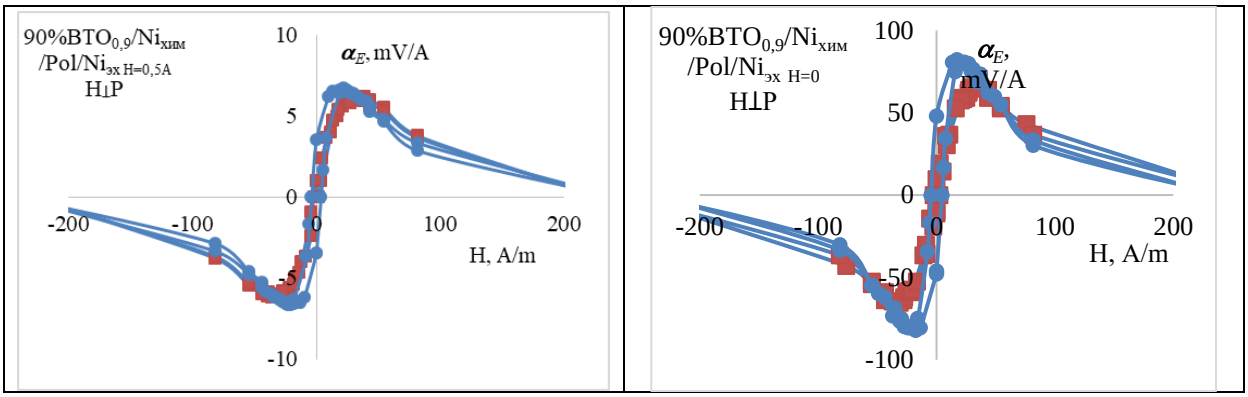


Рисунок 1 – Линейная полевая зависимость МЭ коэффициента состава $50\%Ba_{0,65}Ca_{0,35}TiO_3+50\%BaTi_{0,9}Zr_{0,1}O_3$ при поперечной ориентации

Эффекты зависят от взаимной ориентации поляризации и магнитных полей как при получении, так и при исследовании композитов. Помимо усиления магнитоэлектрического коэффициента наблюдается смещение его максимальной величины в область малых магнитных полей для гибридных композитов, полученных осаждением на керамику с магнитоэлектрическими свойствами.

Такие проявления позволяют управлять магнитоэлектрическими свойствами композитов, добиваясь максимального магнитоэлектрического преобразования при определенной пространственной ориентации композита во внешнем магнитном поле, либо напротив – создавать композиты с достаточно равномерным распределением магнитоэлектрического коэффициента при продольной и поперечной ориентации образца ко внешние магнитным полям. Полученный результат согласуется с существующей теорией пьезоэлектрических, магнитострикционных и магнитоэлектрических материалов. Понимание влияния магнитного и электрического полей на магнитоэлектрическое преобразование определяет фундаментальный интерес к решаемой задаче, и позволяет определить механизмы управления магнитоэлектрическим эффектом, что важно для решения практической задачи по использованию магнитоэлектрического преобразования.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ в рамках грантов Ф20МЦ–006, Ф21ВА–006, Ф23МЭ–009, задания 1.14 Государственной программы научных исследований «Материаловедение, новые материалы и технологии».

Список использованной литературы:

1. C. Tu, Z.-Q. Chu, B. Spetzler, P. Hayes, C.-Z. Dong, X.-F. Liang, N.-X. Sun, Mechanical-resonance-enhanced thin-film magnetoelectric heterostructures for magnetometers, mechanical antennas, tunable RF inductors, and filters// Materials – 2019– 12 (14) – 2259, https://doi.org/10.3390/ma12142259.
2. M.M. Vopson, Fundamentals of multiferroic materials and their possible applications// Crit. Rev. Solid State Mater. Sci. – 2015 – 40 (4) – 223–250, https://doi.org/10.1080/10408436.2014.992584.
3. C.-W. Nan, M.I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland, G. Srinivasan, Multiferroic magnetoelectric composites: historical perspective, status, and future directions// J. Appl. Phys. –2008. – 103 (3) – 031101, https://doi.org/10.1063/1.2836410.
4. Boomgaard V.D.J. An in Situ Grown eutectic Magnetoelectric composite material. Part 1. Composition and unidirectional solidification // J. Mater. Sci. – 1974. – V.9, N.10 – P. 1705-1709.
5. А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов// УФН – 2018 – 188 –1288. DOI: 10.3367/UFNe.2018.01.038279]
6. Paddubnaya, N.N. Dependence of magnetoelectric effect in layered lead zirconate-titanate / nickel heterostructures on the interface type / N.N. Paddubnaya [at al]. // Functional materials. – 2010. – Vol. 17, No 3 – P. 329–333.
7. A.I. Vorobjova, D.L. Shimanovich, K.I. Yanushkevich, S.L. Prischepa, E.A. Outkina, Properties of Ni and Ni–Fe nanowires electrochemically deposited into a porous alumina template// Beilstein J. Nanotechnol. – 2016. – 7. –1709–1717, https://doi.org/10.3762/bjnano.7.163.

УДК 537.6/. 8

Мультифизическая модель композитного слоистого мультиферроика для оптимизаци магнитноэлектрических композитов $[Fe_{10}Ni_{90}/Cu]_p/Fe_{10}Ni_{90}/PVDF$

Кудюков Е.В.

к.ф.-м. н., научный сотрудник ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Калинин М.А.

Лаборант-исследователь ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Балымов К.Г.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *В данной работе построена мультифизическая модель пленочного композитного мультиферроика в программном пакете COMSOL Multiphysics. Проведенная валидация на экспериментальных данных композитов типа $[Fe_{10}Ni_{90}/Cu]_p/Fe_{10}Ni_{90}/PVDF$, где p-количество периодов структуры, позволила заключить что модель дает хорошее согласие с экспериментальными данными. Основным результатом данной работы является установление механизма изменения магнитоэлектрического эффекта в зависимости от параметров наноструктурированных пленок. Так, основным фактором увеличения МЭ сигнала при увеличении толщины слоя $Fe_{10}Ni_{90}$ и количества периодов p является уменьшение демпфирующего влияния подложки. Полученная модель может использоваться для оптимизации подобного рода структур, а также для нахождения собственных частот колебаний для определения резонансной частоты*.

Ключевые слова: *наноструктуры, мультиферроики, моделирование, метод конечных элементов*

Multiphysics model of composite layered multiferroic for optimization of magnetoelectric composites $[Fe_{10}Ni_{90}/Cu]_p/Fe_{10}Ni_{90}/PVDF$

Kudyukov E.V.,

Candidate of physical and mathematical Sciences, researcher, Solid State Magnetism department, INSM of UrFU

Kalinin M.A.,

Assistant researcher, Solid State Magnetism department, INSM of UrFU

Balymov K.G.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, senior researcher, Solid State Magnetism department, INSM of UrFU

Annotation. *In this work, a multiphysics model of a film composite multiferroic was built in the COMSOL Multiphysics software package. Validation carried out on experimental data of composites of the $[Fe_{10}Ni_{90}/Cu]_p/Fe_{10}Ni_{90}/PVDF$ type, where p is the number of periods of the structure, allowed us to conclude that the model gives good agreement with the experimental data. The main result of*

this work is to establish the mechanism for changing the magnetoelectric effect depending on the parameters of nanostructured films. Thus, the main factor in increasing the ME signal with increasing thickness of the $Fe_{10}Ni_{90}$ layer and the number of periods p is a decrease in the damping effect of the substrate. The resulting model can be used to optimize structures of this kind, as well as to find natural vibration frequencies to determine the resonant frequency.

Keywords: *nanostructures, multiferroics, modeling, finite element method*

Магнитоэлектрический эффект является одним из наиболее перспективных предметов исследований последних нескольких десятилетий [1]. Среди множества материалов с МЭ эффектом, наибольшее внимание уделяется композитным структурам, в которых достигаются существенно большие значения коэффициента магнитоэлектрической связи чем в так называемых «природных» мультиферроиках [2]. Одним из примеров таких композитных структур являются пленочные слоистые мультиферроики [3-4], в которых высокие значения магнитоэлектрической связи достигаются за счет сильной механической связи между слоями. В таких структурах перспективным является использование полимерного слоя PVDF в качестве сегнетоэлектрической компоненты [5], за счет реализации сильной механической связи между компонентами наряду с высокими значениями пьезоэлектрического коэффициента d_{33}. В качестве магнитострикционной компоненты может выступать сплав $Fe_{10}Ni_{90}$ обладающий отличными магнитомягкими свойствами и относительно высокой константой магнитострикции (-20 ppm). Одной из проблем пленочных мультиферроиков, несмотря на высокие значения МЭ связи, является значительно меньший МЭ сигнал по сравнению с массивными образцами из-за небольшого объема входящих в них компонент. Однако, наращивание толщины магнитострикционного слоя происходит через реализацию «закритического» магнитного состояния, характеризующегося возникновением перпендикулярной компоненты намагниченности, и существенно ухудшающим магнитомягкие свойства $Fe_{10}Ni_{90}$. Отличным решением данной проблемы может являться использование наноструктурирования данного слоя, что позволит увеличить объем магнитострикционной компоненты и избежать возникновения перпендикулярной анизотропии. С целью наиболее эффективной оптимизации характеристик таких наноструктурированных структур и установлению физических факторов влияющих на величину их МЭ эффекта целесообразно использовать современные методы компьютерного моделирования. Таким образом, целью данной работы является построение мультифизической модели композитного, наноструктурированного мультиферроика, а также ее валидация на экспериментальных данных, полученных для данных структур, и проведение дальнейшей оптимизации для достижения максимальной величины МЭ эффекта.

Для построения компьютерной модели использовался современный программный пакет COMSOL Multiphysics. В нем использовался модуль «MEMS» для учета электромагнитных явлений совместно с механическими и температурными. Экспериментальные данные получены на пленках типа $[Fe_{10}Ni_{90}(x)/Cu(y)]_p/Fe_{10}Ni_{90}(x)]$/PVDF(200 нм) с варьируемыми параметрами толщины слоев (x,y) и периодом (p). Наноструктурированные пленки $Fe_{10}Ni_{90}$ получались методом магнетронного напыления в атмосфере аргона на стеклянные подложки фирмы Corning толщиной 0.2 мм, в присутствии магнитного поля ~200 Э в плоскости подложки. Для нанесения полимерного слоя PVDF использовался метод спинкоатинга на установке SpinNXG при максимальной скорости вращения 10000 об/м.

На рис. 1 представлен схематичный вид моделируемой структуры в COMSOL Multiphysics. Для упрощения построения сетки слои Cu заменялись на граничное условие позволяющее учитывать эффективные свойства слоя и его толщину.

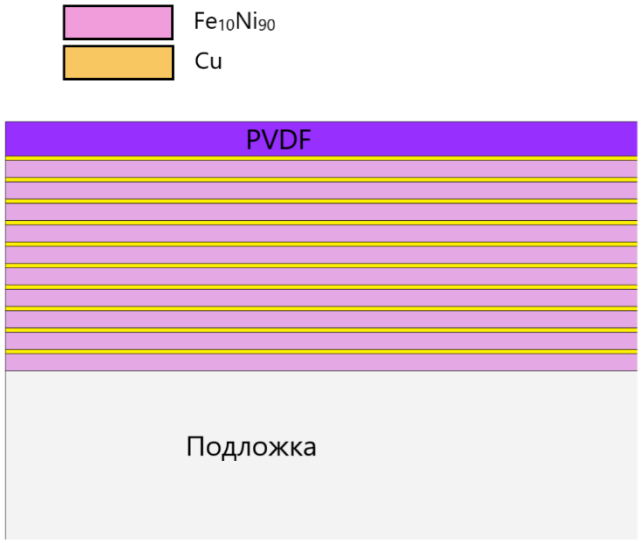


Рисунок 1. Схематичный вид многослойной структуры, построенной в COMSOL Multiphysics.

На рис. 2 представлены результаты сравнения экспериментальных и расчетных данных для пленок [$Fe_{10}Ni_{90}$(100 нм)/Cu(3 нм)]$_p$/$Fe_{10}Ni_{90}$(100 нм)]/PVDF(200 нм) с варьируемым количеством периодов *p*.

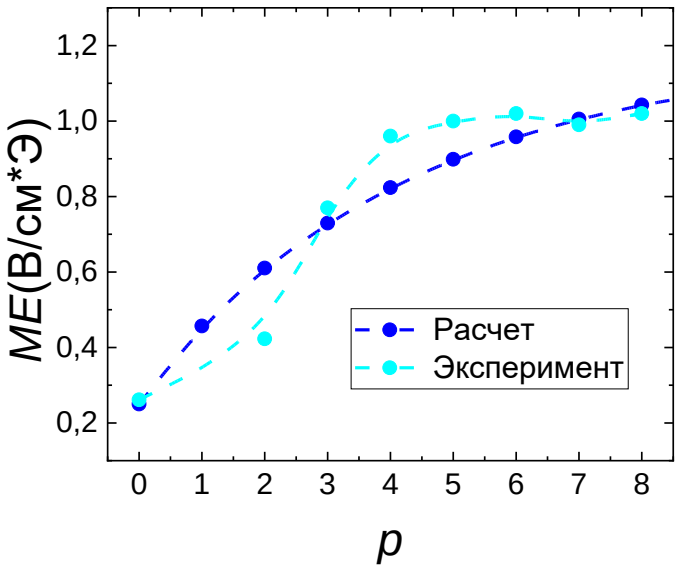


Рисунок 2. Расчетная и экспериментальная зависимость коэффициента магнитоэлектрической связи в пленках [$Fe_{10}Ni_{90}$(100 нм)/Cu(3 нм)]$_p$/$Fe_{10}Ni_{90}$(100 нм)]/PVDF(200 нм).

Как можно видеть из рис. 2, мультифизическая модель композитного мультиферроика дает хорошее количественное согласие с экспериментальными данными при использовании табличных материальных свойств из внутренней библиотеки COMSOL.

Построенная модель позволила заключить что определяющим фактором роста коэффициента магнитоэлектрической связи при увеличении периодов в структуре является уменьшение демпфирующего влияния подложки, препятствующей свободной деформации магнитострикционного наноструктурированного слоя $Fe_{10}Ni_{90}$. На рис. 3 представлена эпюра распределения напряжения по Мизесу по толщине данной структуры.

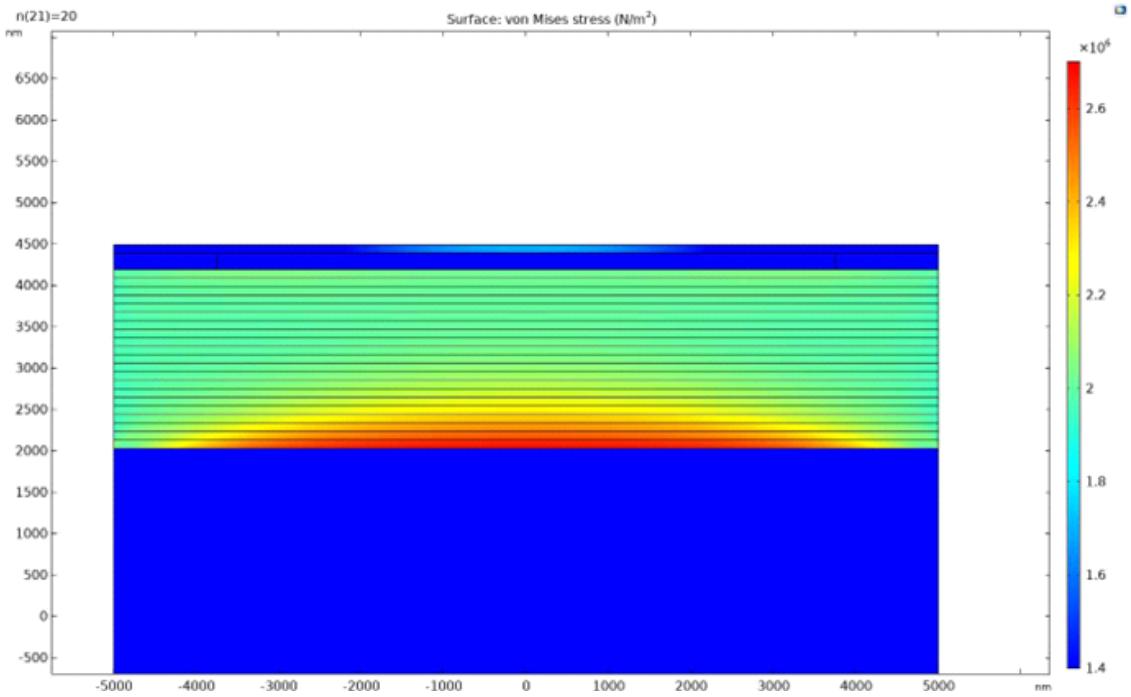


Рисунок 3. Распределение напряжений по Мизесу (МПа) по толщине композитной структуры.

Как можно заметить из рис. 3, величина напряжений в толщине наноструктурированного слоя существенно снижается в направление от подложки к пленке PVDF, что обуславливает рост магнитоэлектрического эффекта.

Таким образом, на основе экспериментальных данных проведена валидация модели, определены факторы влияющие на изменение коэффициента магнитоэлектрической связи, а также проведена оптимизация многослойной структуры на основе данной модели, при варьировании толщины слоев $Fe_{10}Ni_{90}$ и Cu.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 23-22-00394.

Список использованной литературы:

1. M. Fiebig // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005 – 38 – R123.
2. R. Jahns, A. Piorra et al. // J. Am. Ceram. Soc. – 2013- 96 – 1673-1681.
3. X. Liang, C. Dong et al. // Sensors – 2020 – 20(5) – 1532.
4. D.R. Patil, A. Kumar, J. Ryu // Sensors – 2021– 21(23) – 8012.
5. R.I. Harry, S. Zainnudin, S. Jeelani // Materials Science Forum – 2023 – 1109 – 115-121.

УДК 537.9

Исследование магнитоэлектрического эффекта в мультиферроидных пленках на основе PVDF

Савин В.В.

инженер-исследователь НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Игнатов А.А.

инженер-исследователь НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Колесникова В.Г.

младший научный сотрудник НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Сальников В.Д.

лаборант-исследователь НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Омельянчик А.С.

научный сотрудник НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Воронцов П.А.

лаборант-исследователь НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Ершов П.А.

научный сотрудник НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Родионова В.В.

к.ф.-м. н., директор НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Аннотация. *В данной работе исследован магнитоэлектрический эффект в полимерных композитах на основе поливинилиденфторида с добавлением ферромагнитного нано- и микроразмерного наполнителя. С практической точки зрения подобные материалы интересны тем, что на сегодняшний день не разработан оптимальный протокол создания полимерных композитов с дисперсным наполнителем, обладающих высоким магнитоэлектрическим откликом; с фундаментальной точки зрения – механизм возбуждения ферромагнитным наполнителем напряжений в полимерной матрице до конца не понятен.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, магнитоэлектрический коэффициент, пьезоэлектричество, композитные материалы.*

Study of the magnetoelectric effect in multiferroic films based on PVDF

Savin V.V.

Research engineer of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Ignatov A.A.

Research engineer of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Kolesnikova V.G.

Junior researcher of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Salnikov V.D.

Research assistant of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Omelyanchik A.S.

Research of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Vorontsov P.A.

Research assistant of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Ershov P.A.

Research of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Rodionova V.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, director of REC “Smart materials and biomedical applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University

Annotation. *In this work, the magnetoelectric effect in polymer composites based on polyvinylidene fluoride with the ferromagnetic nano- and microfiller was studied. From a practical point of view, such materials are interesting because optimal protocol has not been developed for creating polymer composites with a dispersed filler; from a fundamental point of view, the mechanism of excitation of stresses in a polymer matrix by a ferromagnetic filler is not fully understood.*

Keywords: *magnetoelectric effect, magnetoelectric coefficient, piezoelectricity, composite materials.*

Полимерные композиты, обладающие магнитоэлектрическим эффектом, являются перспективным материалом для создания гибких датчиков магнитного поля, накопителей энергии, измерительных приборов. Также полимерные композиты с дисперсным наполнителем, не содержащие в своем составе керамики и не имеющие слоистую структуру, являются перспективным материалом в области биомедицинских приложений, так как

поверхностный заряд, создаваемый в композите с помощью прикладываемого к нему магнитного поля, способен влиять на дифференциацию стволовых клеток и стимулировать их рост [1].

Композитные пленки из поливинилиденфторида с ферромагнитным нано- и микроразмерным наполнителем, исследованные в данной работе, были изготовлены несколькими способами: методом ракельного ножа [2], FDM методом 3D-печати из расплава и DIW методом послойной 3D-печати полимером с наполнителем, растворенным в диметилформамиде (DMF) и тетрагидрофуране (THF). В качестве наполнителя использовались наночастицы феррита-кобальта (CFO), гексаферрита стронция (SrFO) и аморфные ферромагнитные микропровода из сплава состава железо-кремний-бор (FeSiB). Толщина полученных композитов находится в диапазоне 20-200 мкм, размер 10x10 мм.

Синтезированные композиты были охарактеризованы с помощью вибрационной магнитометрии, рентгеновской дифракции, дифференциальной сканирующей калориметрии, ИК-Фурье спектроскопии; был измерен магнитоэлектрический коэффициент α_{ME} [3, 4] и пьезоэлектрический коэффициент d_{33} [5].

Оценено влияние типа магнитного наполнителя, его размера и наличия покрытия, а также влияние анизотропии наполнителя, наведённой внешним магнитным полем в процессе синтеза композитных пленок, на величину магнитоэлектрического коэффициента в мультиферроидных пленках.

По итогам проведенного исследования был подобран оптимальный протокол создания композитных мультиферроидных микро-пленок, обладающих максимальным магнитоэлектрическим коэффициентом $\alpha_{ME} \approx 20$ мВ/см*Э.

Данное исследование было выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-30032).

Список использованной литературы:

1. Omelyanchik A. et al. Boosting magnetoelectric effect in polymer-based nanocomposites // Nanomaterials. – 2021. – Т. 11. – №. 5. – С. 1154.
2. Orudzhev F. et al. Porous hybrid PVDF/BiFeO3 smart composite with magnetic, piezophotocatalytic, and light-emission properties // Catalysts. – 2023. – Т. 13. – №. 5. – С. 874.
3. Hassanpour Amiri M., Sharifi Dehsari H., Asadi K. Magnetoelectric coupling coefficient in multiferroic capacitors: Fact vs Artifacts // Journal of Applied Physics. – 2022. – Т. 132. – №. 16.
4. Duong G. V. et al. The lock-in technique for studying magnetoelectric effect // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2007. – Т. 316. – №. 2. – С. 390-393.
5. Savin V.V. et al. Studying physical properties of a polyvinylidene fluoride/lead zirconate titanate piezoelectric composite // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, – 2024. – Т. 88. – №. 4. – С. 576–580 (принята к печати).

УДК 537.63 : 538.955

Синаптическое поведение композитной магнитоэлектрической гетероструктуры FeBSiC - ЦТС

Федулов Ф.А.

к.т.н., научный сотрудник НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

Савельев Д.В.

к.ф.-м. н., инженер-исследователь НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

Болотина Е.В.

студент кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Джапаридзе М.В.

аспирант кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Фетисов Ю.К.

д.ф.-м. н., директор НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

Аннотация. *В настоящее время одним из перспективных направлений развития высокопроизводительных и низкопотребляющих вычислительных систем является создание искусственных синаптических устройств, имитирующих функции биологических синапсов. В работе продемонстрировано синаптическое поведение композитной мультиферроидной гетероструктуры на основе пьезокерамики цирконата-титаната свинца и аморфного магнитного сплава Metglas при резонансном возбуждении магнитоэлектрического (МЭ) эффекта и приложении импульсов электрического поля различной амплитуды и полярности. МЭ коэффициент α_E расматривали в качестве синаптического веса, а выходное электрическое напряжение гетероструктуры как постсинаптический потенциал. В ходе исследования показана возможность имитации таких синптических характеристик, как долгосрочное возбуждение (LTP) и угнетение (LTD) в МЭ гетероструктуре, а также синаптической пластичности, зависящей от времени прихода спайка (STDP). Данная работа демонстрирует возможность создания нейроморфных вычислительных систем на основе мултиферроидных композитных гетероструктур «пьезоэлектрик-ферромагнетик».*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, мультиферроидная гетероструктура, синаптическое устройство, магнитострикция, пьезоэлектричество.*

Synaptic behavior of composite magnetoelectric heterostructure FeBSiC - PZT

Fedulov F.A.,

Candidate of Technical Sciences, Research Fellow, Research-Education Center "Magnetoelectric materials and devices" RTU MIREA

Savelev D.V.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Engineer-researcher, Research-Education Center "Magnetoelectric materials and devices" RTU MIREA

Bolotina E.V.,

student, Department of Nanoelectronics, IPTIP of MIREA – Russian Technological University

Dzaparidze M.V.,

PhD student, Department of Nanoelectronics, IPTIP of MIREA – Russian Technological University

Fetisov Y.K.,

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Director, Research-Education Center "Magnetoelectric materials and devices" RTU MIREA

Annotation. *Currently, one of the promising directions for the development of high-performance and low-power computing systems is the research in the field of artificial synaptic devices that imitate the functions of biological synapses. The work demonstrates the synaptic behavior of a composite magnetoelectric heterostructure based on piezoceramics of lead zirconate titanate and amorphous magnetic alloy Metglas at resonant excitation of the magnetoelectric (ME) effect and the application of electric field pulses of different amplitudes and polarity. The ME coefficient α_E was considered as the synaptic weight, and the output electrical voltage of the heterostructure as the postsynaptic potential. The study demonstrated the possibility of simulating synaptic characteristics such as long-term potentiation (LTP) and depression (LTD) in the ME heterostructure, as well as spike-timing-dependent synaptic plasticity (STDP). This work demonstrates the possibility of creating neuromorphic computing systems based on piezoelectric-ferromagnetic magnetoelectric composite heterostructures.*

Keywords: *magnetoelectric effect, multiferroic heterostructure, synaptic device, magnetostriction, piezoelectricity*

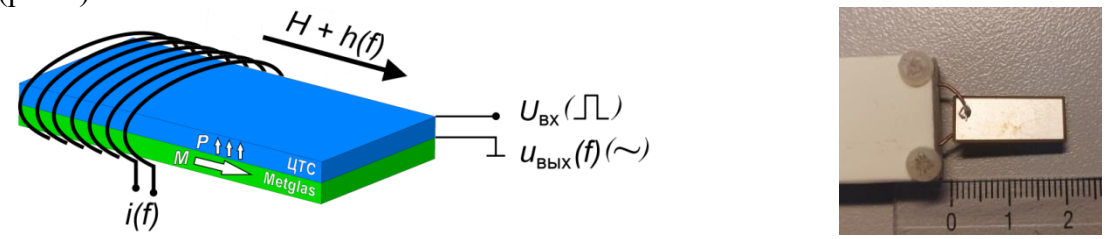
Быстрое развитие информационных технологий стимулирует исследования в области вычислительных систем, обладающих высокой эффективностью и малым энергопотреблением. Одним из перспективных направлений является создание нейроморфных вычислительных систем, выходящих за рамки традиционной архитектуры фон Неймана [1-4]. Основным элементом таких систем являются искусственные синаптические устройства, способные воспроизводить функции биологических синапсов.

Одним из направлений исследования в области нейроморфных систем является создание синаптических устройств на основе магнитоэлектрических (МЭ) эффектов в композитных мультиферроидных гетероструктурах ферромагнетик-пьезоэлектрик (ФМ-ПЭ) [5, 6]. МЭ эффекты в таких слоистых гетероструктурах ФМ-ПЭ проявляются в виде генерации электрического поля при действии на структуру магнитного поля (прямой эффект) [7].

Данная работа посвящена исследованию синаптического поведения в МЭ гетероструктуре на основе пьезокерамики цирконата-титаната свинца (ЦТС) и аморфного магнитного сплава Metglas в резонансном режиме, что значительно увеличивает значение МЭ коэффициента и амплитуду генерируемого МЭ структурой напряжения.

В измерениях использовали гетероструктуру, содержащую слой из пьезокерамики цирконата-титаната свинца состава $PbZr_{0.52}Ti_{0.48}O_3$ (ЦТС-19) толщиной a_p = 250 мкм с Ag-электродами (НИИ Элпа, Россия) и слой из аморфного магнитного сплава FeBSiC (Metglas 2605SA1, Metglas Inc., USA) толщиной a_m = 25 мкм. Слои были механически соединены с

помощью цианоакрилатного клея. Размеры гетероструктуры в плоскости составляли 19 мм × 8 мм. (рис.1)



(а) (б)

Рисунок 1. Схематическое изображение (а) и внешний вид (б) исследуемой МЭ гетероструктуры.

В ходе измерений гетероструктуру помещали в переменное возбуждающее магнитное поле $h\cos(2\pi ft)$ амплитудой h = 0-4.8 Э и частотой f = 40-120 кГц и постоянное магнитное поле H = 0-100 Э. Поля были направлены вдоль длинной оси образца. При исследовании влияния импульсов электрического поля на величину МЭ коэффициента α_E, к электродам ЦТС слоя структуры прикладывали импульсы напряжения прямоугольной формы разной полярности длительностью τ = 5 с амплитудой U = 0-400 В, которые создавали в слое ЦТС импульсы электрического поля с амплитудой E = 0-16 кВ/см.

Для мультиферроидной гетероструктуры, с точки зрения нейроморфного поведения, приходящий импульс электрического поля можно рассматривать как потенциал действия. МЭ коэффициент α_E является аналогом синаптического веса, а генерируемое гетероструктурой МЭ напряжение u_m играет роль постсинаптического потенциала – возбуждающего (EPSP) или тормозного (IPSP). Сохранение устойчивого состояния структуры после воздействия импульсов электрического поля, приводящее к увеличению или уменьшению выходного напряжения u_m, представляет собой долгосрочное возбуждение (LTP) и депрессию (LTD), соответственно.

Для моделирования нейроморфного поведения в гетероструктуре ЦТС-Metglas к ПЭ слою прикладывали импульсы электрического поля различной полярности, постепенно увеличивая напряженность поля, с последующим измерением МЭ характеристик гетероструктуры. Из рис.2 видно, что первый импульс поля E положительной полярности амплитудой 16 кВ/см поляризует ПЭ слой и структура генерирует напряжение с амплитудой $u_m \approx 620$ мВ, Последующие импульсы поля отрицательной полярности с возрастающей напряженностью приводят сначала к уменьшению амплитуды генерируемого напряжения, а затем и к изменению фазы напряжения на π. Последующее воздействие на структуру электрических импульсов положительной полярности с возрастающей амплитудой поля приводит к уменьшению амплитуды напряжения u_m до нуля, смену фазы на π и последующему росту амплитуды до величины насыщения. Аналогичным образом при приложении к структуре импульсов электрического поля изменялись величина и знак МЭ коэффициента α_E.

Из рис.2 следует, что приложение импульсов поля положительной полярности приводит к увеличению α_E и u_m, в то время как импульсы поля отрицательной полярности уменьшают эти параметры. Таким образом, увеличение u_m эквивалентно появлению EPSP, а его уменьшение представляет собой появление IPSP.

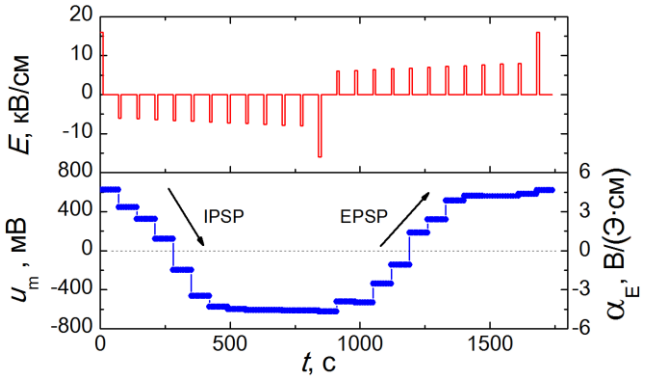


Рисунок 2. Зависимости генерируемого напряжения u_m и МЭ коэффициента α_E гетероструктуры от времени при приложении к ней импульсов электрического поля E различной амплитуды и полярности. Смена знака u_m и α_E на соответствует изменению фазы генерируемого МЭ напряжения на π.

В работе экспериментально продемонстрирована имитация синаптической пластичности STDP, а также таких синаптических свойств как LTD, LTP, EPSP и IPSP в композитной МЭ гетероструктуре ЦТС-Metglas при резонансном возбуждении за счёт изменения МЭ коэффициента α_E при приложении импульсов электрического поля различной амплитуды и полярности, выступающих в качестве потенциала действия. Резонансное возбуждение МЭ гетероструктуры значительно увеличивает значение МЭ коэффициента, до α_E = 5.2 В/Э·см, и величину генерируемого МЭ напряжения до u_m = 620 мВ, по сравнению с возбуждением вне резонанса, описанном в предшествующих исследованиях других авторов.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 23-72-01053. Часть измерений проведена на оборудовании Объединенного Центра коллективного пользования РТУ МИРЭА.

Список использованной литературы:

1. van de Burgt Y., Melianas A., Keene S.T., Malliaras G., Salleo A. Organic Electronics for neuromorphic computing // Nature Electronics. – 2018. – Vol.1. – №7. – P.386–397.
2. Jeong D.S., Hwang C.S. Nonvolatile memory materials for neuromorphic intelligent machines // Advanced Materials. – 2018. – V.30. – №42. – Art. No.1704729.
3. Islam R., Li H., Chen P.-Y., Wan W., Chen H.-Y., Gao B., et al. Device and materials requirements for neuromorphic computing // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2019. – V.52. – №11. – Art. No.113001.
4. Zhu J., Zhang T., Yang Y., Huang R. A comprehensive review on emerging artificial neuromorphic devices // Applied Physics Reviews. – 2020. – V.7. – №1. – Art. No.011312
5. Lu P.-P., Shen J.-X, Shang D.-S, Sun Y. Artificial synaptic device based on a multiferroic heterostructure // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2019. – V.52 – №46. – Art. No.465303.
6. Shen J, Shang D, Chai Y, Wang S, Shen B, Sun Y. Mimicking synaptic plasticity and neural network using memtranstors // Advanced Materials. – 2018. – V.30. – №12. – Art. No. 1706717.
7. Fetisov Y.K., Srinivasan G. Nonlinear magnetoelectric effects in layered multiferroic composites // Journal of Applied Physics. – 2024. – V.135. – №2. – Art. No. 024102.

УДК 538.956

Управляемый индуктор на основе несимметричной кольцевой магнитоэлектрической гетероструктуры

Мусатов В.И.

аспирант, стажёр-исследователь, НОЦ Магнитоэлектрические материалы и устройства, РТУ МИРЭА

Федулов Ф.А.

к.т.н., научный сотрудник, НОЦ Магнитоэлектрические материалы и устройства, РТУ МИРЭА

Савельев Д.В.

к.ф.-м. н., инженер-исследователь, НОЦ Магнитоэлектрические материалы и устройства, РТУ МИРЭА

Фетисов Л.Ю.

д.ф.-м. н., ведущий инженер, НОЦ Магнитоэлектрические материалы и устройства, РТУ МИРЭА

Аннотация. *Поиск возможности увеличить коэффициент перестройки индуктивности γ магнитоэлектрических индукторов в настоящее время является актуальной задачей ввиду применения индукторов в электрических схемах. В работе экспериментально продемонстрирован принципиально новый подход к увеличению коэффициента перестройки индуктивности в электрическом поле магнитоэлектрического индуктора. Показано, что добавление ещё одного ферромагнитного слоя с противоположным знаком магнитострикции приводит к увеличению коэффициента перестройки γ на 22 %.*

Ключевые слова: *кольцевая гетероструктура, индуктор, магнитострикция, пьезоэффект*

Controlled inductor based on an asymmetric ring magnetoelectric heterostructure

Musatov V.I.,

Postgraduate student, research intern, Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices», MIREA -Russian Technological University

Fedulov F.A.,

PhD, Research fellow, Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices», MIREA -Russian Technological University

Savelev D.V.

Ph.D, Research engineer, Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices», MIREA -Russian Technological University

Fetisov L.Y.

Dr. of Sc., leading researcher, Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices», MIREA – Russian Technological University

Annotation. *Finding an opportunity to increase the inductance tuning factor γ of magnetoelectric inductors is currently an urgent task due to the use of inductors in electrical circuits. The work experimentally demonstrated a fundamentally new approach to increasing the inductance tuning factor in the electric field of a magnetoelectric inductor. It has been shown that the addition of another ferromagnetic layer with the opposite sign of magnetostriction leads to an increase in the tuning coefficient γ by 22%.*

Keywords: *ring heterostructure, inductor, magnetostriction, piezoelectric effect*

Трансформаторы, индукторы и конденсаторы являются основными пассивными элементами электрических цепей в силовой электронике. В настоящее время наблюдается рост интереса к индукторам нового поколения, которые по сравнению с классическими магнитными индукторами характеризуются более быстрой работой, более низким энергопотреблением, и занимают меньше места в электрической цепи, а также могут менять свою индуктивность при приложении электрического поля [1]. Изменение индуктивности при приложении электрического поля достигается путем использования магнитоэлектрических (МЭ) композитов. Такие композитные материалы позволяют обеспечить взаимосвязь между магнитным и электрическим полями ввиду наличия ферромагнитных (ФМ) и пьезоэлектрических (ПЭ) слоёв. Известно, что использование именно кольцевых индукторов по сравнению с планарными конфигурациями является наиболее предпочтительным с точки зрения применения в виду высоких значений коэффициента перестройки индуктивности $\gamma = (L(E_0)\text{-}L(E))/L(E)$, где $L(E_0)$ – индуктивность в отсутствии электрического поля [2]. Одним из известных способов усиления магнитоэлектрического преобразования в композитных материалах является использование несимметричных конструкций [3], поэтому их можно также использовать для повышения коэффициента перестройки индуктивности. К настоящему времени такого рода исследований не проводилось. Поэтому в рамках выполнения работы был изготовлен трёхслойный кольцевой индуктор Metglas-PZT-Ni, и проведено исследование зависимости его индуктивности от приложенного электрического поля при различных частотах тестового сигнала.

Исследуемый образец, рисунок 1, представляет собой трёхслойную гетероструктуру, состоящую из пьезоэлектрического кольца, внешнего и внутреннего ферромагнитных слоёв – аморфной ленты марки Metglas и электролитически осаждённого слоя Ni, соответственно. Радиально поляризованное ПЭ кольцо PZT-19 имеет внутренний диаметр 16 см, толщину 1 мм и ширину 5 мм. На внешнюю поверхность ПЭ кольца наклеен при помощи цианокрилатного клея ФМ слой ленты марки Metglas 2605SA1, который имеет толщину 27 мкм и ширину 5 мм. На внутреннюю поверхность кольца электролитически осаждён слой никеля толщиной 10 мкм из раствора электролита Bright Nickel Bath WN1 (WIELAND Edelmetalle GMbH) на основе $NiSO_4$ и $NiCl_2$. Осаждение никеля проводили в течение 150 мин при плотности тока 1 А/дм^2.

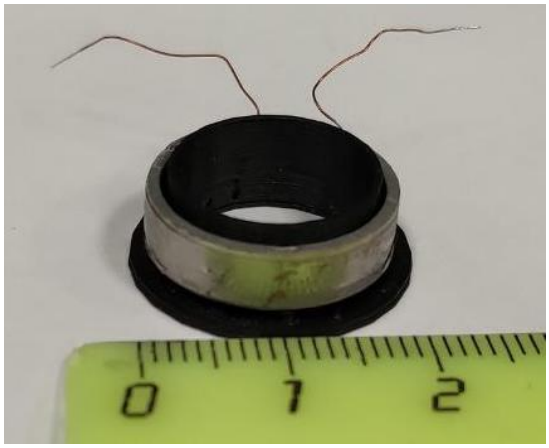


Рис. 1. Трёхслойная Кольцевая гетероструктура Metglas-PZT-Ni.

К исследованной гетероструктуре прикладывали электрическое напряжение U до 2 кВ при помощи высоковольтного источника питания Stanford Research Systems PS350 на электроды пьезоэлектрического кольца, что создавало электрическое поле E напряженностью до 20 кВ/см. Индуктивность L регистрировали методом последовательного резонанса с помощью RLC-метра АКТАКОМ АМ-3026 в диапазоне частот тестового генератора f = 20 Гц – 5 МГц с точность 0.1 %.

На рисунке 2 показана измеренная зависимость индуктивности от частоты тестового сигнала при различных значениях электрических полей. Электрическое поле, приложенное к ПЭ кольцу, приводит к его деформации, которая передаётся магнитному слою. Деформация магнитного слоя приводит к изменению намагниченности и как следствие – изменению индуктивности. Видно, что эффективная перестройка индуктивности от электрического поля происходит только до частоты 2 кГц ввиду магнитных свойств ферромагнитных слоёв. На рисунке 3 показана зависимость коэффициента перестройки $\gamma = (L(E_0)\text{-}L(E))/L(E)$ от приложенного электрического поля на частоте 300 Гц, полученная из данных рисунка 2. Максимальный коэффициент перестройки составил 503 %. Это значение коэффициента перестройки на 22 % выше, чем у гетероструктуры, содержащей ФМ слой только снаружи пьезоэлектрического кольца [4].

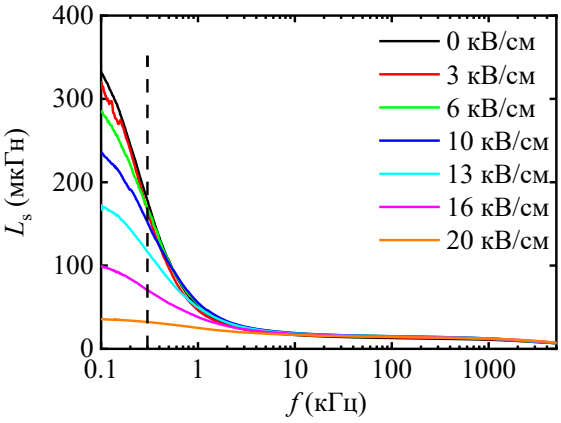


Рис. 2. Зависимость индуктивности от частоты при различных значениях электрических полей. Пунктирной линией обозначена частота 300 Гц.

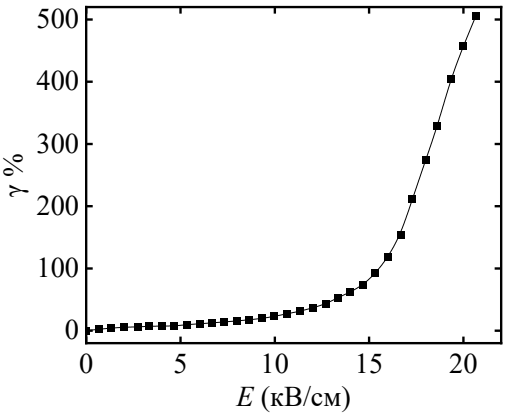


Рис. 3. Зависимость коэффициента перестройки от приложенного электрического поля на частоте 300 Гц.

Таким образом, в работе впервые была предложена концепция трёхслойного несимметричного перестраиваемого магнитоэлектрического индуктора. Показано, что наличие дополнительного ФМ слоя, имеющего другой знак магнитострикции, приводит к

увеличению коэффициента перестройки индуктивности по сравнению с кольцевой двухслойной гетероструктурой, содержащей только один ФМ слой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 19-79-10128-П.

Список использованной литературы:

1. Lou J., Reed D., Liu M., Sun N. X. Electrostatically tunable magnetoelectric inductors with large inductance tunability // Applied Physics Letters – 2009., 94(11).
2. Yan Y., Geng L. D., Tan Y., et al. Colossal tunability in high frequency magnetoelectric voltage tunable inductors // Nature communications – 2018., 9(1), p. 4998.
3. Fetisov L. Y., Perov N. S., Fetisov Y. K., Srinivasan G., Petrov V. M. Resonance magnetoelectric interactions in an asymmetric ferromagnetic-ferroelectric layered structure // Journal of Applied Physics. – 2011., 109(5).
4. Savelev D. V., Fetisov L. Y., Chashin D. V., Fetisov Y. K. Magnetoelectric ring-type inductors tuned by electric and magnetic fields // IEEE Sensors Letters – 2021., 5(11), pp. 1-4.

УДК 62-523.2

Электромагнитный автономный источник энергии

Переверзева А.П.

Магистрант, ИПТИП, РТУ МИРЭА

Чашин Д.В.

К.т.н., инженер

НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

Фетисов Л.Ю.

д. ф-м. н., профессор, ИПТИП, РТУ МИРЭА,

НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

Аннотация. *В работе разработан электромагнитный автономный источник энергии на основе магнитной левитации. Данный автономный источник энергии работает на низких частотах и может работать от движения человека. Получена зависимость напряжения от времени при движении человека.*

Ключевые слова: *автономный источник энергии, постоянные магниты, магнитная левитация, вибрационный*

Electromagnetic autonomous energy source

Pereverzeva A.P.

Master student, IPTIP of MIREA – Russian Technological University

Chashin D.V.

Ph.D., leading engineer

Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

Fetisov L.Y.

Dr. Sc., professor, IPTIP of MIREA – Russian Technological University

Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

Annotation. *In this work, an electromagnetic autonomous energy source based on magnetic levitation has been developed. This autonomous energy source operates at low frequencies and can be powered by human movement. The dependence of voltage on time during human movement was obtained.*

Key words: *autonomous energy source, permanent magnets, magnetic levitation, vibration based*

Тенденции к автоматизации процессов, интеллектуальной логистике, безопасности и комфорту требуют все большего количества электроники для сбора, обработки и передачи данных. В тоже время существенное повышение эффективности электронных компонентов и схем, достигнутое за последние десятилетия, позволяет использовать беспроводные источники малой мощности для их питания. Многие датчики и системы контроля, например, потребляют милливатты мощности. Что позволило начать активное внедрение таких технологий как «Беспроводные сенсорные сети», «Умный город», «Интернет вещей» и т.д. [1].

Беспроводные источники энергии преобразовывают энергию окружающей среды в электричество в небольших масштабах. В качестве источников энергии окружающей среды, можно использовать излучение, движение или тепло, электромагнитные поля и т.д.

Вибрационная энергия является одной из наиболее распространённых и её можно преобразовать в электрическую энергию различными способами [2-3]. Одним из возможных способов преобразования энергии вибрации в электрическую являются электромагнитные автономные источники энергии с магнитной левитацией. Они хорошо подходят для работы на низких частотах. Кроме того, автономные источники энергии с магнитной левитацией являются надёжными и имеют низкие требования к техническому обслуживанию [4].

В данной работе было разработано устройство для преобразования энергии вибрации в электрическую энергию. Работа данного устройства основана на законе Фарадея. При движении человека, устройство начинает вибрировать, происходит смещение магнита относительно катушки и в катушке возникает ток, который можно использовать для зарядки батареи. Предложенное устройство состоит из трёх магнитов, помещённых в корпус, и двух катушек, намотанных вокруг корпуса. Нижний и верхний магниты закреплены, а центральный магнит левитирует между ними (рис. 1). Для создания устройства использовались три одинаковых цилиндрических магнита длиной 15 мм и диаметром 12 мм из NdFeB. Катушки состояли из 121 витка медной проволоки толщиной 0.5 мм и имели длину 14 мм каждая.

По сравнению с ранее предложенной конструкцией подобного генератора [5], были использованы две катушки, которые располагались в месте максимальной концентрации магнитных полей по торцам подвижного магнита. Был создан макет данного устройства. Измерена резонансная частота в зависимости от расстояния между внешними магнитами. Измерена накапливаемая энергия при однократном возбуждении данного устройства.

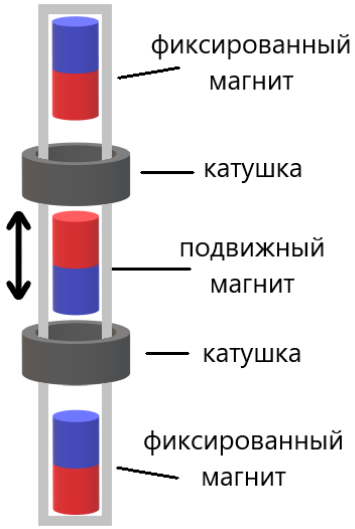


Рис. 1. Схема автономного источника энергии.

Изготовлен макет электромагнитного автономного источника энергии на основе магнитной левитации. Данное устройство может использоваться для питания маломощных модулей, а также носимой электроники.

Список использованных источников:

1. Kim J.W., Salauddin M., Cho H., Rasel M.S., Park J.Y. Electromagnetic energy harvester based on a finger trigger rotational gear module and an array of disc Halbach magnets // Appl Energy. – 2019. – №250. – pp.776–785.

2. Kecik, K. Modification of Electromechanical Coupling in Electromagnetic Harvester // Energies. – 2022. – №15. – p. 4007.

3. Wu H., Tatarenko A., Bichurin M.I., Wang Y. A multiferroic module for biomechanical energy harvesting // Nano Energy. – 2021. – №83. – p. 105777.

4. Berdy D.F., Valentino D.J., Peroulis D. Design and optimization of a magnetically sprung block magnet vibration energy harvester // Sensors and Actuators A: Physical. – 2014. – №218. – pp. 69–79.

5. Saha C.R., O'Donnell T., Wang N., McCloskey P. Electromagnetic generator for harvesting energy from human motion // Sensors and Actuators A: Physical. 2008. – №147. – pp. 248-253.

УДК 537.6; 537.9

Магнитоэлектрические эффекты в кольцевых композитных гетероструктурах ферромагнетик - пьезоэлектрик

Фетисов Л.Ю.

д.ф.-м.н., профессор кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Мусатов В.И.

аспирант кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Чашин Д.В.

к.т.н., ст. инженер НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

Фетисов Ю.К.

д.ф.м.н., директор НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

Аннотация. Исследованы низкочастотные магнитоэлектрические эффекты в композитных гетероструктурах кольцевой формы, содержащих ферромагнитные и пьезоэлектрические слои. Эффекты возникают благодаря комбинации магнитострикции и пьезоэлектричества из-за механической связи слоев. Измерены частотные и полевые характеристики эффектов для различных ориентаций магнитного поля, разработаны методы расчета характеристик эффектов. Продемонстрированы возможности использования кольцевых гетероструктур для создания датчиков магнитных полей и токов, удвоителей частоты, электрически перестраиваемых индукторов.

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, композитная гетероструктура, магнитострикция, пьезоэлектричество*

Magnetoelectric effects in circular composite ferromagnet - piezoelectric heterostructures

Fetisov L.Y.

D.Sc., Professor, Department of Nanoelectronics, IPTIP, RTU MIREA

Musatov V.I.

Graduated student, Department of Nanoelectronics, IPTIP, RTU MIREA

Chashin D.V.

PhD, Senior engineer, REC “Magnetoelectric materials and devices”, RTU MIREA

Fetisov Y.K.

D.Sc., Director of REC “Magnetoelectric materials and devices”, RTU MIREA

Annotation. *Low-frequency magnetoelectric effects in ring-shaped composite heterostructures containing ferromagnetic and piezoelectric layers have been studied. The effects arise from a combination of magnetostriction and piezoelectricity due to the mechanical coupling of the layers. The frequency and field characteristics of the effects were measured for various magnetic field orientations, and methods for calculating the characteristics of the effects were developed. The possibilities of using ring heterostructures to create magnetic field and current sensors, frequency doublers, and electrically tunable inductors have been demonstrated.*

Keywords: *magnetoelectric effect, composite heterostructure, magnetostriction, piezoelectricity*

Магнитоэлектрические (МЭ) эффекты в композитных гетероструктурах ферромагнетик-пьезоэлектрик (ФМ-ПЭ) привлекают внимание в связи с перспективами использования в датчиках магнитных полей, устройствах низкочастотной электроники и автономных источниках питания [1]. Эффекты возникают благодаря комбинации магнитострикции и пьезоэлектричества слоев структур и реализуют эффективное преобразование магнитного поля H в электрическое E. К настоящему времени подробно изучены характеристики МЭ эффектов в планарных гетероструктурах со слоями из различных материалов [2]. Показано. что эффективность преобразования полей зависит как от свойств слоев, так и от формы структур [3].

В настоящей работе детально исследованы частотные, полевые и амплитудные характеристики МЭ эффектов в гетероструктурах кольцевой формы с ПЭ слоями из керамики цирконата-титаната свинца (PZT) и ФМ слоями из никеля или аморфного сплава FeBSiC (Metglas). ФМ слои наносили на поверхности PZT-колец методом электролитического осаждения либо низкотемпературной сварки, что обеспечивало механическую связь между слоями. Структуры помещали в постоянное намагничивающее поле H=0-7 кЭ, возбуждали переменным магнитным полем $h\cos(2\pi ft)$ с частотой f=1-100 кГц и амплитудой h=0-1 Э и регистрировали переменное напряжение $u(f)$, генерируемое между электродами PZT кольца. Измерения проведены для трех базовых ориентаций постоянного и переменного полей: вдоль оси кольца (рис.1), в плоскости кольца (рис.2) и для кругового намагничивания (рис.3).

В качестве примера на рис.1 приведены зависимости МЭ напряжения u от частоты f

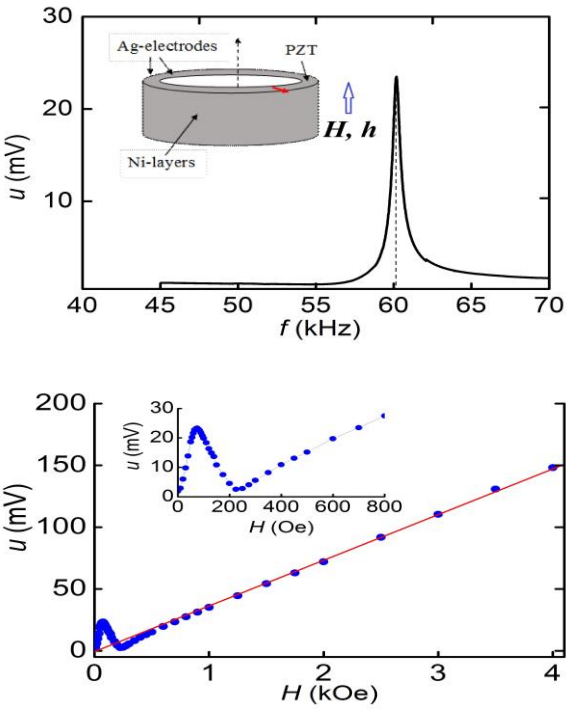


Рис.1 Зависимости МЭ напряжения u от частоты f и поля H для Ni-PZT структуры,

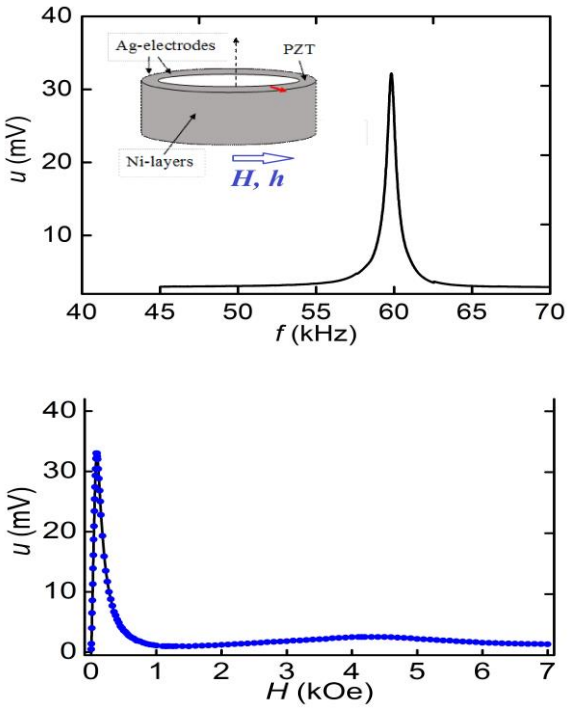


Рис.2 Зависимости МЭ напряжения u от частоты f и поля H для Ni-PZT структуры,

возбуждающего магнитного поля при H=const и от постоянного поля H при f=const для PZT кольца с внешним диаметром 18 мм, шириной 5 мм и толщиной 1.5 мм со слоями Ni толщиной 15 мкм на поверхностях. Резонансный пик вблизи частоты f_1≈60 кГц соответствует возбуждению основной моды радиальных акустических колебаний кольца. Необычная полевая характеристика $u(H)$ на рис.1 обусловлена вкладом в напряжение двух эффектов: магнитоэлектрического в области малых полей и пьезоиндукционного в больших полях [4]. На рис.2 приведены характеристики МЭ эффекта в той же структуре, намагниченной в плоскости кольца. Видно, что зависимость $u(f)$ имеет аналогичный вид, а зависимость $u(H)$

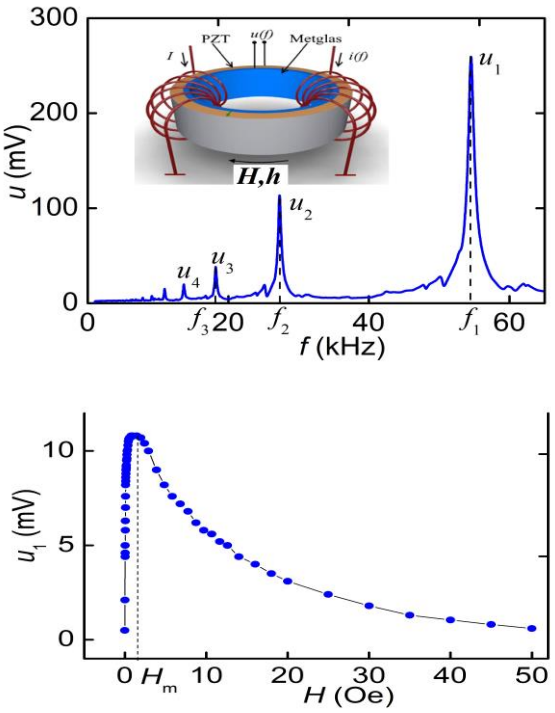


Рис.3 Зависимости МЭ напряжения и от частоты f и поля H для Metglas-PZT

качественно отличается от предыдущей: напряжение достигает максимума в поле $H_m \approx 75$ Э и имеет место второй максимум в больших полях. Наличие МЭ напряжения в больших магнитных полях обусловлено вкладом участков структуры, где поле H направлено по нормали к магнитному слою и эффекты размагничиванию существенны. Наконец, на рис. 3 показаны частотная и полевая характеристики МЭ эффекта в кольцевой структуре PZT-Metglas, намагниченной с помощью катушек в круговом направлении [5]. В этом случае, кроме основного пика u_1 вблизи частоты f_1, на частотной характеристике наблюдали дополнительные пики, соответствующие нелинейной генерации гармоник. В кольцевой структуре с замкнутыми круговыми полями эффекты размагничивания не играют существенной роли, поэтому максимум МЭ напряжения на зависимости $u_1(H)$ достигался в чрезвычайно низких полях $H_m \approx 1$ Э, что важно для применений.

Приведенные результаты демонстрируют, что полевые характеристики МЭ эффектов в кольцевых ФМ-ПЭ гетероструктурах значительно отличаются от характеристик эффектов в планарных структурах и требуют дальнейшего изучения. В работе разработаны методы расчета как линейных, так и нелинейных характеристик МЭ эффектов в кольцевых гетероструктурах, продемонстрированы возможности применения кольцевых структур для создания датчиков магнитных полей, датчиков токов, удвоителей частоты, электрически перестраиваемых индукторов и других устройств.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ: госзадание № FSFZ-2023-005 и проект № 075-15-2022-1131 и РНФ, проект 19-79-10128-П.

Часть измерений выполнена с использованием оборудования Объединенного центра коллективного пользования РТУ МИРЭА.

Список использованной литературы:

1. Leung C. M., Li J., Viehland D., Zhuang X. A review on applications of magnetoelectric composites: from heterostructural uncooled magnetic sensors, energy harvesters to highly efficient power converters // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2018. –V.51. –P. 263002.
2. Liang X., Chen H., Sun N.X. Magnetoelectric materials and devices // APL Materials –2021. –V. 9. –P. 041114.
3. Pan D.A., Tian J.J., Zhang S.G., Sun J.S., Volinsky A.A., Qiao L.J. Geometry effects on magnetoelectric performance of layered Ni/PZT composites // Mater. Sci. Eng, B. – 2009. –V. 163(2). –P. 114–119.
4. Y.K. Fetisov, D.V. Chashin, G. Srinivasan. Piezoinductive effects in a piezoelectric ring with metal electrodes, J. Appl. Phys. 2009. v. 106. Paper 044103.
5. D.V. Savelev, F.A. Fedulov, V.I. Musatov, D. A. Burdin, E.V. Bolotina, L.Y. Fetisov, Y.K. Fetisov, Nonlinear resonant magnetoelectric effect in a circumferentially magnetized ferromagnetic-piezoelectric ring heterostructure // Appl. Phys. Lett. – 2023. –V. 122. –P. 192902.

УДК 538.955

Магнитоэлектрическое взаимодействие в структуре аморфный нанокристаллический сплав АМАГ 212Н – ЦТС

Филиппов Д.А.

д. ф.-м. н., профессор кафедры промышленных технологий ИПТ НовГУ

Сапельников С.О.

аспирант кафедры промышленных технологий ИПТ НовГУ

Мирзахмедов Т.-Б.Е.

студент кафедры промышленных технологий ИПТ НовГУ

Аннотация. *Величина магнитоэлектрического взаимодействия в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах зависит как от свойств, так и от геометрических размеров магнетика и пьезоэлектрика. С точки зрения магнитных и электрических свойств аморфный сплав АМАГ 212Н и пьезокерамика ЦТС являются весьма перспективными материалами для создания композиционных магнитоэлектрических структур. В работе проведено исследование зависимости магнитоэлектрического отклика структуры от числа слоев аморфной нанокристаллической ленты. Установлено, что оптимальным с точки зрения величины магнитоэлектрического отклика и технологии изготовления являются симметричные структуры, содержащие по три слоя ленты аморфного сплава с каждой стороны.*

Ключевые слова: *магнитострикция, пьезоэлектричество, магнитоэлектрический эффект, аморфный нанокристаллический сплав.*

Magnetoelectric interaction in the structure of the amorphous nanocrystalline alloy AMAG 212N – PZT

Filippov D.A.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Industrial Technologies Department, IPT of NovSU

Sapelnikov S.O.,

Postgraduate student of the Industrial Technologies Department, IPT of NovSU

Mirzakhmedov T.-B.E.

Student of the Industrial Technologies Department, IPT of NovSU

Annotation. *The magnitude of magnetoelectric interaction in layered magnetostrictive-piezoelectric structures depends both on the properties and on the geometric dimensions of the magnet and piezoelectric. From the point of view of magnetic and electrical properties, the AMAG 212N amorphous alloy and PZT piezoceramics are very promising materials for creating composite magnetoelectric structures. In this work, we studied the dependence of the magnetoelectric response of the structure on the number of layers of an amorphous nanocrystalline ribbon. It has been*

established that symmetrical structures containing three layers of amorphous alloy on each side are optimal from the point of view of the magnitude of the magnetoelectric response and manufacturing technology.

Keywords: *magnetostriction, piezoelectricity, magnetoelectric effect, amorphous nanocrystalline alloy.*

В последние годы композиционные магнитоэлектрические (МЭ) материалы вызывают большой фундаментальный и практический интерес, поскольку на их основе возможно создание принципиально новых приборов, которые невозможно создать при использовании традиционных материалов [1-3]. Величина МЭ отклика в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах зависит как от свойств, так и от геометрических размеров магнетика и пьезоэлектрика. Пьезокерамика ЦТС обладает большим значением пьезоэлектрического коэффициента и часто используется для создания МЭ структур. Аморфный нанокристаллический сплав АМАГ 212 Н обладает большой магнитострикцией при малых полях подмагничивания и является весьма перспективным материалом для изготовления МЭ композитов. Проблема при его использовании заключается в том, что он выпускается в виде лент толщиной t_{m1}=20 мкм, а величина МЭ отклика имеет максимум, когда между толщиной пьезоэлектрика t_p и магнетика t_m имеет место соотношение [4] $t_p\sqrt{Y_p} = t_m\sqrt{Y_m}$, где $Y_p = 67$ ГПа, $Y_m = 110$ ГПа – модули Юнга пьезоэлектрика и магнетика соответственно. Отсюда следует, что максимальная величина эффекта наблюдается тогда, когда толщина магнетика $t_m = 0.8t_p$. Для изготовления гетероструктур использовали пластины пьезоэлектрика толщиной $t_p = 300$ мкм. Для того, чтобы выполнялось оптимальное соотношение между толщинами общая толщина магнетика должна быть $t_m = 240$ мкм, т.е. гетероструктура должна содержать по шесть слоев аморфного сплава с каждой стороны. Технологически сделать такую структуру довольно сложно, поскольку в процессе склеивания большого числа слоев наблюдается коробление структуры, вследствие чего ухудшается механическое взаимодействие между слоями. Экспериментально установлено, что оптимальной с точки зрения технологического процесса изготовления и величины эффекта является симметричная структура, содержащая три слоя аморфного сплава с каждой стороны.

Список использованной литературы:

1. Tu, C.; Chu, Z.Q.; Spetzler, B.; Hayes, P.; Dong, C.Z.; Liang, X.F.; Chen, H.H.; He, Y.F., Wei, Y.Y.; Lisenkov, I.; et al. Mechanical-Resonance-Enhanced Thin-Film Magnetoelectric Heterostructures for Magnetometers, Mechanical Antennas, Tunable RF Inductors and Filters. – Materials. – 2019. – 12. – 2259.
2. Vopson, M.M. Fundamentals of Multiferroic Materials and Their Possible Applications. Crit. Rev. Solid State Mater. Sci. – 2015. – 40. – pp.223–250.
3. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов Ю.К. Стрейнтроника – новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах // УФН. – 2018. – Т. 188. – № 12. – С. 1288-1330
4. Филиппов Д.А. Лалетин В.М., Galichyan T.A. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре // Физика твердого тела. – 2013. – т. 55. – №9. – с. 1728-1733

УДК 537.6

Магнитоэлектрический эффект в неоднородных структурах Metglas / PZT / Metglas

Ивашева Е.Е.

студентка 4 курса бакалавриата, лаборант, Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого

Соколов О.В.

к.ф.-м.н., инженер-исследователь, Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого

Бичурин М.И.

д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой, Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого

Аннотация. *Работа посвящена исследованию прямого и обратного магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в неоднородных симметричных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах Metglas / PZT / Metglas с превышением длины Metglas над длиной PZT. Приводятся зависимости МЭ коэффициента по напряжению от разности длин фаз композитов при постоянной длине пьезоэлектрика в области продольной моды электромеханического резонанса (ЭМР).*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, неоднородная магнитоэлектрическая структура, электромеханический резонанс*

Magnetoelectric effect in heterogeneous structures Metglas / PZT / Metglas

Ivasheva E.E.

Bachelor’s student, laboratory-assistant, Yaroslav-the-Wise Novgorod State University

Sokolov O.V.

Ph. D. (Phys.-Math.), research engineer, Yaroslav-the-Wise Novgorod State University

Bichurin M.I.

Dr. Sc. (Phys.-Math.), professor, Head of Department, Yaroslav-the-Wise Novgorod State University

Annotation. *The work is devoted to the study of the direct and converse magnetoelectric (ME) effect in heterogeneous symmetrical magnetostrictive-piezoelectric structures Metglas / PZT / Metglas with the Metglas length exceeding the PZT length. The dependences of the ME voltage coefficient on the difference in the phase lengths of the composites at a constant length of the piezoelectric in the region of the longitudinal mode of electromechanical resonance (EMR) are presented.*

Keywords: *magnetoelectric effect, heterogeneous magnetoelectric structure, electromechanical resonance*

В последнее время активно исследуется прямой и обратный магнитоэлектрический (МЭ) эффект в различных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах в связи с большими

перспективами их применения в датчиках магнитных полей [1], харвестерах [2], очень низкочастотных МЭ антеннах [3]. При прямом МЭ эффекте происходит генерация электрического поля в МЭ структуре во внешнем переменном магнитном поле, при обратном эффекте – изменяется намагниченность структуры во внешнем переменном электрическом поле. Особый интерес для исследователей представляют неоднородные МЭ структуры в связи с большим количеством вариаций неоднородностей и их малой изученностью.

На рис. 1 представлена структурная схема исследуемого симметричного МЭ композита Metglas / PZT / Metglas с превышением длины магнитострикционной фазы над пьезоэлектрической.

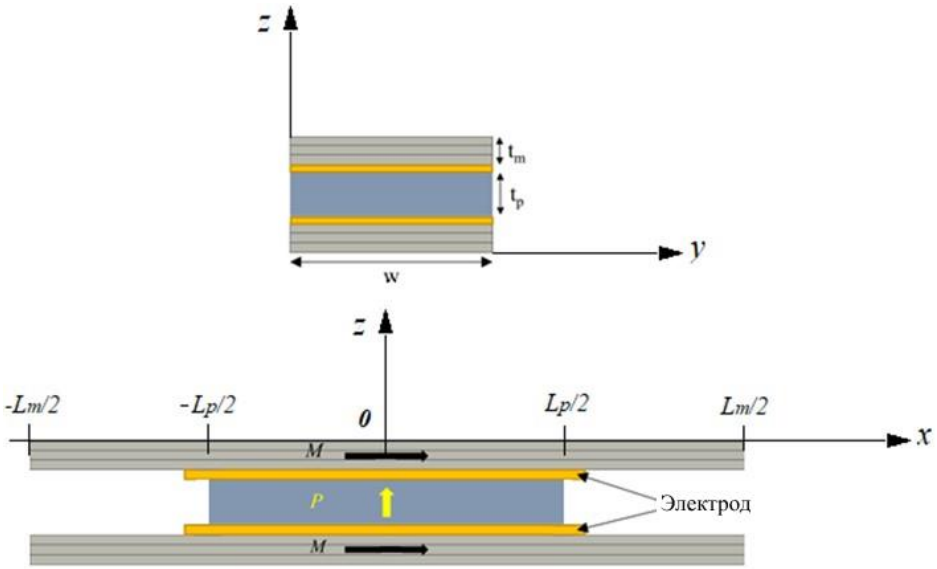


Рис. 1. Структурная схема МЭ композита

При расчете МЭ коэффициента композит разбивался на 3 участка: от левого края магнитострикционных лент до начала пьезоэлектрика, от начала пьезоэлектрика до конца пьезоэлектрика, от конца пьезоэлектрика до правого края магнитострикционных лент. После нахождения и решения уравнений движения для каждого участка происходила стыковка решений с учетом граничных условий.

В ходе моделирования прямого МЭ эффекта в области продольной моды была получена следующая формула МЭ коэффициента по напряжению α_{DME}:

$$\alpha_{DME} = \frac{2d_{31}\,{}^{m}Y^{B} q_{11}\,{}^{p}s_{11}\,{}^{m}t\,{}^{p}\nu_2 \sin\left({}^{p}\eta_2\right)\cdot}{t_2\left[\sin^2\left({}^{m}\eta\right)-\cos^2\left({}^{p}\eta_1\right)\right]\left\{{}^{p}\eta_2\,{}^{p}s_{11}c_{11}\cos\left({}^{p}\eta_2\right)\left(\varepsilon\varepsilon_0\,{}^{p}s_{11}-d_{31}^2\right)+\right.} \\ \frac{\cdot\cos\left({}^{p}\eta_1+{}^{m}\eta\right)}{\left.+{}^{p}\nu_2 d_{31}^2\sin\left({}^{p}\eta_2\right)\right\}+{}^{p}\eta_1\,{}^{p}s_{11}\,{}^{m}t\,{}^{m}Y^{B}\sin\left({}^{p}\eta_2\right)\left[\varepsilon\varepsilon_0\,{}^{p}s_{11}-d_{31}^2\right]\left\{\sin\left(2\,{}^{m}\eta\right)-\sin\left(2\,{}^{p}\eta_1\right)\right\}}; \quad (1)$$

где ${}^{m}\eta = \frac{k_1 L_m}{2}$, ${}^{p}\eta_1 = \frac{k_1 L_p}{2}$, ${}^{p}\eta_2 = \frac{k_2 L_p}{2}$, d_{31} – пьезоэлектрический модуль, q_{11} – пьезомагнитный модуль, ${}^{p}s_{11}$ – коэффициент податливости пьезоэлектрической фазы, ε – диэлектрическая проницаемость, ε_0 – электрическая постоянная, ${}^{m}Y^{B}$ – модуль Юнга, $c_{11} = \frac{{}^{p}\nu_2}{{}^{p}s_{11}} + {}^{m}\nu_2\,{}^{m}Y^{B}$ – эффективный коэффициент жесткости композита, ${}^{p}\nu_2$ – объемная доля пьезоэлектрической фазы на 2-м участке композита, ${}^{m}\nu_2$ – объемная доля магнитострикционной фазы на 2-м участке, ${}^{m}t$ –

толщина магнитострикционной фазы, t_2 – толщина 2-го участка композита, L_p – длина пьезоэлектрической фазы, L_m – длина магнитострикционной фазы, $k_1 = k_3 = \sqrt{\frac{{}^m\rho}{{}^mY^B}}\omega$ – волновое число для 1-го и 3-го участков, $k_2 = \sqrt{\frac{\rho_2}{c_{11}}}\omega$ – волновое число для 2-го участка, ${}^m\rho$ – плотность магнитострикционного материала, ρ_2 – эффективная плотность 2-го участка композита, ω – круговая частота внешнего переменного магнитного поля.

По формуле (1) был найден МЭ коэффициент по напряжению на резонансной частоте продольной моды для каждого МЭ композита Metglas / PZT/ Metglas при прямом МЭ эффекте. Композиты имели постоянную длину пьезоэлектрика и различные длины магнитострикционной фазы. После получения всех резонансных значений МЭ коэффициентов по напряжению, был построен график зависимости α_{DME} на частоте ЭМР от разности длин магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз композитов dL при постоянной длине пьезоэлектрика в области продольной моды, который представлен ниже на рис. 2.

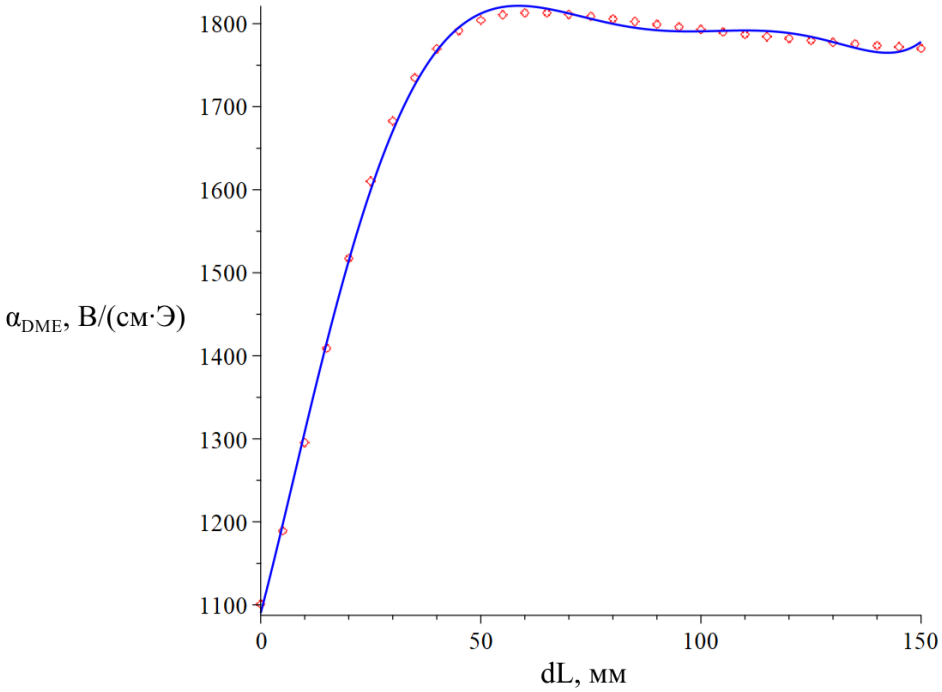


Рис. 2. Зависимость прямого МЭ коэффициента по напряжению от разности длин магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз при постоянной длине пьезоэлектрика

При моделировании обратного МЭ эффекта в области продольной моды была получена следующая формула обратного МЭ коэффициента α_{CME}:

$$\alpha_{CME} = \frac{4q_{11}\,{}^mt\,{}^mY\,{}^p\nu_2 d_{31}\sin\left({}^p\eta_2\right)}{L_m\,{}^ps_{11}\left[2\,{}^mYk_1\,{}^mt\sin\left({}^p\eta_2\right)\sin\left({}^p\eta_1 - {}^m\eta\right) + c_{11}k_2t_2\cos\left({}^p\eta_2\right)\cos\left({}^p\eta_1 - {}^m\eta\right)\right]}. \quad (2)$$

На рис. 3 представлен график зависимости α_{CME} на частоте ЭМР от dL при постоянной длине пьезоэлектрика в области продольной моды, построенный по методике, описанной выше для рис. 2.

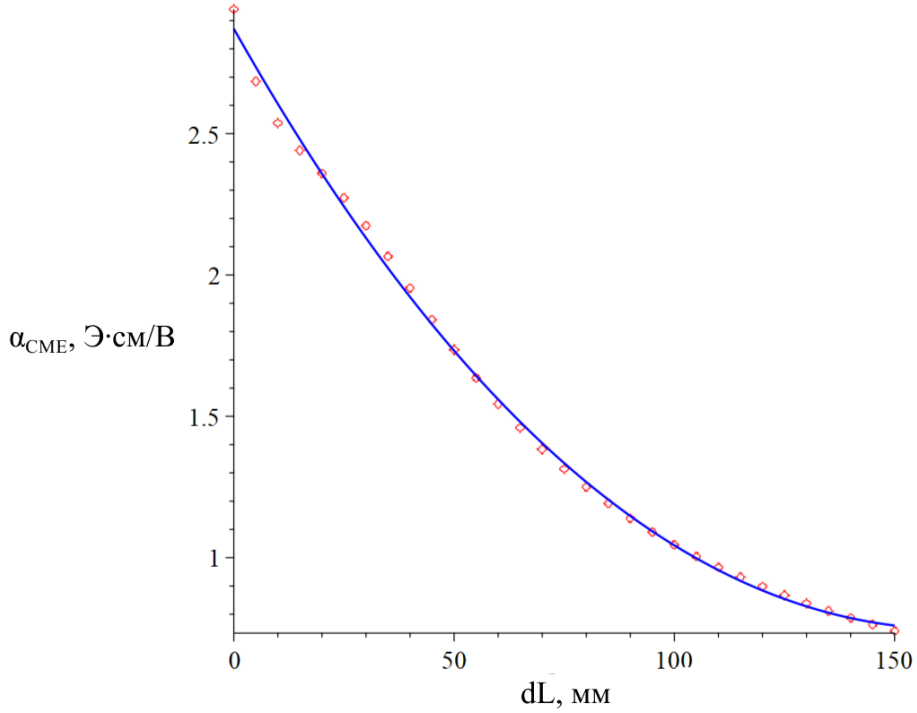


Рис. 3. Зависимость обратного МЭ коэффициента от разности длин магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз при постоянной длине пьезоэлектрика

Из рис. 2 видно, что при прямом МЭ эффекте, с увеличением разности длин фаз композита до значения dL = 60 мм, наблюдается увеличение α_{DME}. После значения dL = 60 мм возрастание прямого МЭ коэффициента отсутствует. При обратном МЭ эффекте, наоборот, наблюдается уменьшение α_{CME} с увеличением разности длин фаз композита, что показано на рис. 3, и наибольшее значение α_{CME} наблюдается при равных длинах магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз.

Таким образом установлено, что при прямом МЭ эффекте увеличить значение МЭ коэффициента возможно в неоднородной МЭ структуре за счет превышения длины магнитострикционной фазы до определенного значения над длиной пьезоэлектрика, а при обратном МЭ эффекте – наибольший МЭ коэффициент достигается при равных длинах магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-15-20044.

Список использованных источников:

1. Bichurin M., Petrov R., Sokolov O., Leontiev V., Kuts V., Kiselev D., Wang Y. Magnetoelectric Magnetic Field Sensors: A Review // Sensors. 2021 – №21. P. 2-19.
2. Wu H., Tatarenko A. Bichurin M., Wang Y. A multiferroic module for biomechanical energy harvesting // Nano Energy. 2021 – №83. P. 3-7.
3. Fu S., Cheng J., Jiang T., Wu H., Fang Z., Jiao J., Sokolov O., Ivanov S., Bichurin M., Wang Y. Bias-free very low frequency magnetoelectric antenna // Applied Physics Letters. 2023. – №122. P. 1-4.

УДК 538.955

Установка для измерения магнитострикции

Бурдин Д.А.

к.ф.-м. н., с.н.с., Научно-образовательный центр “Магнитоэлектрические материалы и устройства” РТУ МИРЭА

Аннотация. *В работе представлена усовершенствованная тензометрическая установка для измерения зависимости магнитострикции ферромагнитных пластин, в зависимости от постоянного магнитного поля до 5 кЭ. По достигнутому разрешению (лучше 10^{-7}м/м) установка на порядок превосходит аналогичные устройства.*

Ключевые слова: *магнитострикция, пьезоэлектрический эффект, тензометр*

Setup for magnetostriction measurement

Burdin D.A.

Ph.d., senior researcher, Research and Educational Center “Magnetoelectric materials and devices”, RTU MIREA

Annotation. *The paper presents an improved strain gauge installation for measuring the dependence of the magnetostriction of ferromagnetic plates, depending on a constant magnetic field of up to 5 kOe. In terms of the resolution achieved (better than 10^{-7}m/m), the installation is an order of magnitude superior to similar devices.*

Keywords: *magnetostriction, piezoelectric effect, strain meter*

Для исследования магнитоэлектрического эффекта в композитных структурах важно знать детальную зависимость магнитострикции от постоянного магнитного поля, так как она определяет важнейшие характеристики магнитоэлектрического эффекта [1]. Типичная магнитострикция насыщения λ_s применяемых ферромагнитных материалов составляет порядка 10 мкм/м, но в последнее время внимание исследователей всё более привлекают монокристаллические материалы, обладающих на порядок более низкой λ_s [2]. Наиболее доступным и простым методом измерения малых деформаций является тензорезистивный, когда на поверхность образца наклеивается металлофольговый тензочувствительный резистор на тонкой плёночной подложке. Этот метод хорошо подходит для исследования материалов с большой и средней магнитострикцией ($\lambda_s > 10$), однако при деформации менее 10 мкм/м электрический шум и паразитные смещения уже заметно искажают измеренную зависимость [3].

В данной работе описана тензометрическая установка, основанная на использовании тензорезистивного моста переменного тока, что, в совокупности с рядом других решений, позволило повысить разрешение метода примерно на порядок – до 10^{-7} м/м.

Внешний вид установки приведён на рис.1. Установка состоит из трёх основных частей: магнитной системы, контрольно-измерительного блока и измерительной ячейки.

Магнитная система состоит из стандартного лабораторного электромагнита, питаемого от программируемого источника Keysight E3634A (США), и лабораторного гауссметра LakeShore 421 (США). Электромагнит обеспечивает в зазоре 35 мм магнитное поле до 5 кЭ.

В зазоре электромагнита располагается измерительная ячейка с образцом. Ячейка состоит из двух основных частей: подвижного основания и быстросъёмной платы с образцом

и предварительным усилителем. Предварительный усилитель выполнен на основе малошумящего инструментального усилителя INA849 (Texas Instruments, США). Для уменьшения влияния температурных флуктуаций температура платы стабилизируется с точностью 0.01 К с помощью элемента Пельтье и платинового сопротивления температуры.

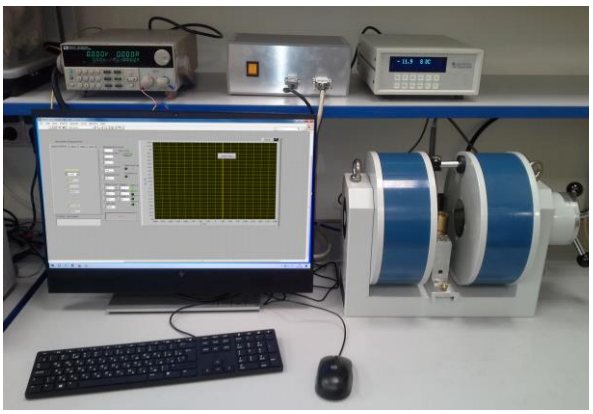


Рис.1. Внешний вид установки

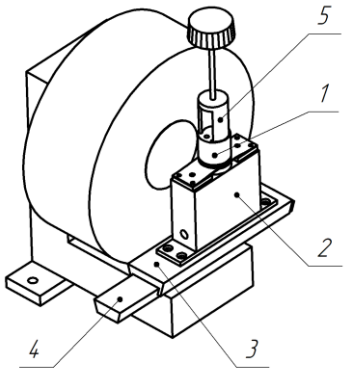


Рис.2. Ячейка на основании: конструкция и внешний вид: 1– ячейка, 2 – основание-радиатор, 3 – каретка ячейки, 4 – рельс основания, 5 – съёмная рукоять.

Контрольно-измерительный блок служит для питания измерительного моста переменным напряжением с частотой 410 Гц и амплитудой до 4 В, формирования биполярного напряжения от -500В до 500 В для исследования обратного пьезоэлектрического эффекта, а также детектирования и оцифровки сигнала с выхода предусилителя.

Принцип работы установки основан на питании измерительного моста переменным напряжением, что эквивалентно амплитудной модуляции измерительного сигнала, с последующим синхронным детектированием. Детектирование реализовано с помощью микросхемы демодулятора AD630. Демодуляция, по сути, представляет собой изменение знака коэффициента усиления периодически, синхронно с переходом через ноль питающего мост напряжения.

Согласно проведённому расчёту, размах электрических шумов, приведённых ко входу, соответствует деформации $\Delta\varepsilon_{pp} \approx 6\sigma_{\varepsilon} = 0.088$ мкм/м, причём основной вклад в данный шумовой сигнал делает фликер-шум резисторов измерительного моста. Фактически измеренный размах шума системы составил 0.094 мкм/м, что хорошо согласуется с расчётом.

Следует также отметить, что из-за высокой чувствительности системы сильное влияние на результаты измерений могут оказывать температурные флуктуации. Так, изменение температуры образца в 0.01 градуса может привести к отклонению уровня измеренной деформации на величину, равную ширине линии $\Delta\varepsilon_{pp}$. Поэтому при разработке измерительной ячейки были приняты меры по уменьшению влияния колебаний температуры. К числу этих мер относится закрытое исполнение ячейки для защиты от конвективных потоков, активная стабилизация температуры платы с образцом с точность 0.01 градус, а также оптимизация амплитуды напряжения питания измерительного моста.

На рис.3 показана измеренная на новой установке зависимость магнитострикции NiZnFe от постоянного магнитного поля. Магнитострикция насыщения составила около 6 мкм/м, при этом на графике отчётливо виден гистерезис в области полей до 200 Э при прямом и обратном ходе.

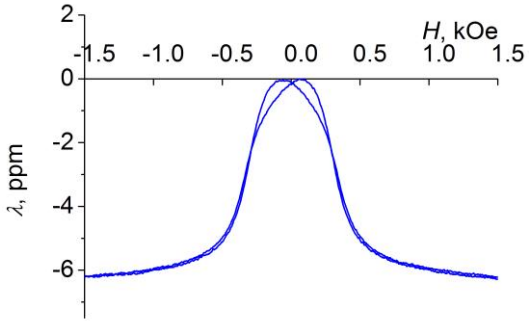


Рис.3. Измеренная полевая зависимость магнитострикции пластины ZnFe.

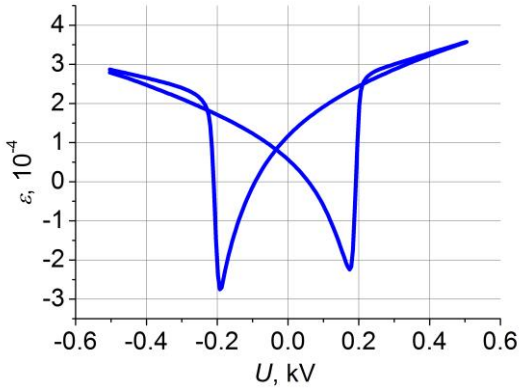


Рис.4. Измеренная полевая зависимость магнитострикции пластины ZnFe.

Для демонстрации возможностей установки по исследованию пьезоэлектрической деформации на рис. 4 показана измеренная зависимость деформации пластины ЦТС-19 толщиной 300 мкм от величины приложенного к её обкладкам электрического напряжения.

Таким образом, разработана усовершенствованная установка для измерения полевых зависимостей магнитострикционной и пьезоэлектрической деформации. Благодаря применённым решениям, в частности, возбуждению тензомоста переменным током и синхронному детектированию, удалось добиться предельного разрешения по деформации на уровне 10-7 мкм/м. Возможность одновременного управления магнитным и электрическим полем позволяет проводить комплексные исследования магнитоупругой связи в композитных структурах ферромагнетик-пьезоэлектрик.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант №.19-79-10128-П).

Список использованных источников:

1. Chu Z., PourhosseiniAsl M., Dong S. Review of multi-layered magnetoelectric composite materials and devices applications // J. App. Phys. D. -2018. -V. 51. -P. 243001.
2. Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Srinivasan G., Fetisov Y.K. Low-frequency resonant magnetoelectric effects in a planar heterostruture of ferromagnetic yttrium iron garnet film and piezoelectric quartz // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2023. – V.469. - 170476.
3. Chashin D.V., Burdin D.A., Fetisov L.Y., Economov N.A., Fetisov Y.K. Precise measurement of magnetostriction of ferromagnetic plates // Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics. – 2018. – V.11 (1) – p. 30-34.

УДК 537.624; 537.632

Управляемая упругими деформациями многополосная частотная фильтрация спиновых волн в мультиферроидной структуре – магнонный кристалл/пьезоэлектрик

Грачев А.А.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.ф.-м. н., доцент, кафедра физики открытых систем, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Аннотация. *В данной работе показаны результаты исследования режимов распространения спиновых волн в управляемой упругими деформациями мультиферроидной структуре с двумя периодами. Используя радиофизические измерения, были получили данные о передаче и дисперсии спиновых волн при различных конфигурациях внешнего электрического поля, приложенного к пьезоэлектрическому слою. Продемонстрировано формирование запрещённых зон в спектре спиновых волн и изменение пропускания спиновых волн при изменении конфигурации внешнего электрического поля. Методом конечных элементов показано, что сочетание неоднородности внутреннего магнитного поля магнонного кристалла, обусловленной наличием периодических гофрированных областей, с упругими деформациями, что увеличивает амплитуду модуляции внутреннего магнитного поля. Рассматриваемая структура может быть использована в качестве многополосного спин-волнового NAND/NXOR логического затвора.*

Ключевые слова: *спиновые волны, магноника, стрейнтроника, магнонный кристалл*

Strain-controlled multiband frequency filtering of spin waves in multiferroic structure - magnonic crystal/piezoelectric.

Grachev A. A.,

PhD, Senior researcher, Saratov State University

Sadovnikov A.V.,

Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Physics of Open Systems, Saratov State University

Annotation. *Here, we present the results of an investigation into spin wave propagation modes in an elastic strain-controlled multiferroic structure with two periods. Radiophysical measurements were used to obtain data on the transmission and dispersion of spin waves under different configurations of the external electric field applied to the piezoelectric layer. We demonstrate the formation of forbidden zones in the spin wave spectrum and the variation of spin wave transmission under changing external electric field configurations. The finite element method shows that the inhomogeneity of the internal magnetic field of the magnonic crystal, caused by the presence of periodic corrugated regions, combined with elastic deformations, increases the amplitude of the modulation of the internal magnetic field. The proposed structure can be used as a multiband spin-wave NAND/NXOR logic gate.*

Keywords: *spin waves, magnonics, straintronics, magnonic crystal*

Магноника использует спиновые волны, также известные как магноны, в

магнитоупорядоченных материалах для переноса информационных сигналов в микро- и наноструктурах [1-3]. Использование спиновых волн открывает путь к электронике нового поколения и устройствам спинтроники со значительно улучшенными параметрами, такими как скорость, энергопотребление и меньшие пространственные размеры элементов. Спин-волновые устройства, работающие в диапазоне частот от единиц гигагерц до 10 ТГц, имеют длину спиновой волны на четыре-пять порядков меньше, чем радиоволны аналогичной частоты, и могут быть легко интегрированы в современные микро- и наноразмерные электронные устройства и схемы, включая 3D-архитектуру ультрабольших интегральных схем [2,3]. Железо-иттриевый гранат обладает наименьшим затуханием спиновых волн и поэтому может рассматриваться, как один из наиболее перспективных магнитных материалов и может быть использован при создании таких устройств, как энергонезависимая память, магнонные транзисторы, магнонная логика, а также управляемых СВЧ-устройств, основанных на принципах диэлектрической магноники[4-6].

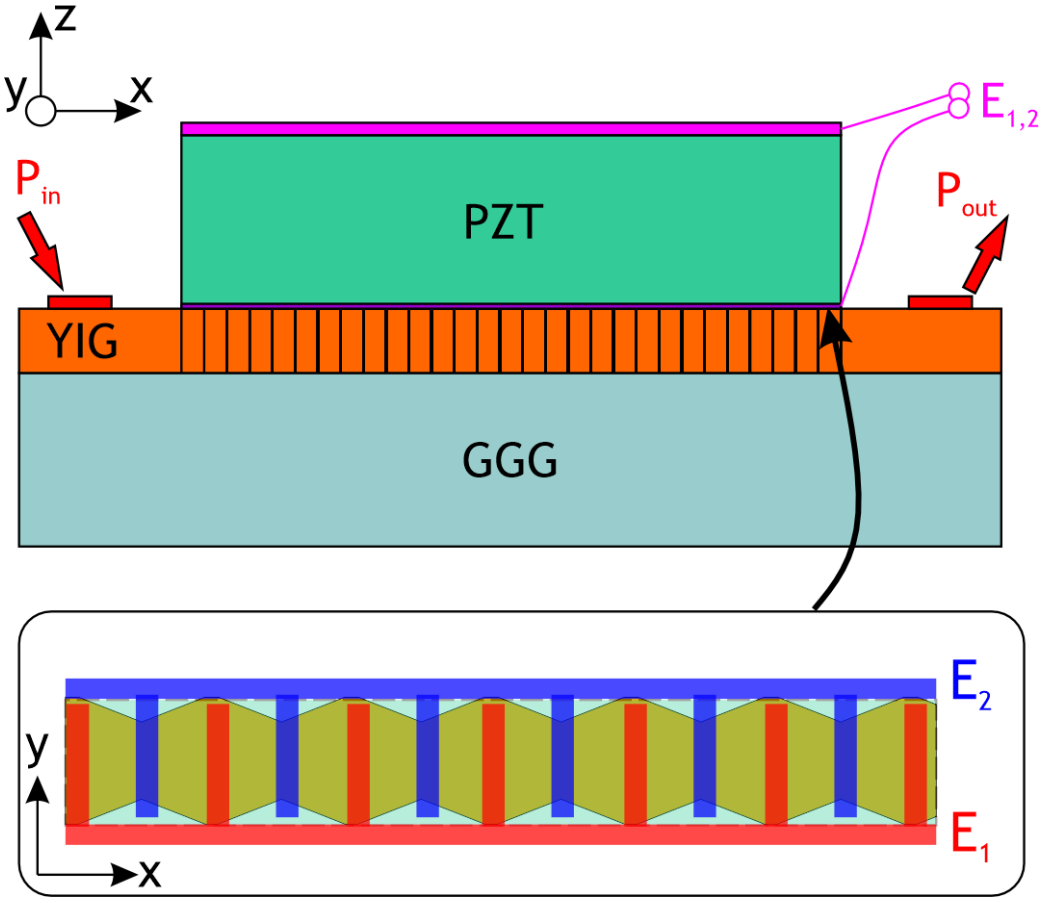


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры

Целью данной работы является рассмотрение простой конструкции перестраиваемого МК, обеспечивающей условия для создания запрещённой зоны с управляемым усилением отражения СВ от периодической решетки. Для достижения этой цели показано управляемое электрическим полем распространение СВ в МК с пьезоэлектрическим слоем.

Структура, показанная на рис. 1(а), состоит из пленки ЖИГ, толщиной 10 мкм и шириной 1 мм. Пленка ЖИГ была изготовлена методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) толщиной 500 мкм. Намагниченность насыщения слоя ЖИГ составляет $4\pi M0 = 1750$ Гс. С помощью методики лазерной резки из пленки ЖИГ был создан волновод шириной 1 мм. Кроме того, на боковых участках полоски YIG были сформированы треугольные области с периодом 250 мкм и глубиной 200 мкм. Таким образом, эта периодическая структура представляет собой МК. В данном случае регулярный участок МК имеет ширину 600 мкм. Длина МК составляет 8 мм. На вершине МК находится

пьезоэлектрический слой толщиной 200 мкм из цирконата-титаната свинца (ЦТС). После этого на нижнюю часть слоя ЦТС был напылён слой титана толщиной 100 нм. На нижней части слоя ЦТС с помощью метода лазерной резки была создана периодическая система титановых электродов типа встречные штыри. Период электродов составил 125 мкм. Однородное статическое магнитное поле H_0 = 1300 Э было приложено в плоскости МК вдоль направления *y* для эффективного возбуждения поверхностных магнитостатических волн.

Для исследования передаточных характеристик (абсолютное значение параметра S_{21}) и дисперсии СВ рассматриваемой структуры использовался векторный анализатор цепей. Продемонстрировано формирование запрещённых зон в спектре СВ и изменение пропускания при изменении конфигурации внешнего электрического поля. Методом конечных элементов показано, что сочетание неоднородности внутреннего магнитного поля магнонного кристалла, обусловленной наличием периодических гофрированных областей, с упругими деформациями, что увеличивает амплитуду модуляции внутреннего магнитного поля. При помощи микромагнитного моделирования показано, что это усиление модуляции приводит к изменению пропускания спиновых волн на частоте запрещённой зоны магнонного кристалла.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-79-30027).

Список использованной литературы:

1. Barman A. et al. The 2021 magnonics roadmap //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2021 – Т. 33 –№. 41 – С. 413001
2. Papp Á., Porod W., Csaba G. Nanoscale neural network using non-linear spin-wave interference //Nature communications. – 2021. – Т. 12. – №. 1. – С. 6422.
3. Chen J., Yu H., Gubbiotti G. Unidirectional spin-wave propagation and devices //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2021. – Т. 55. – №. 12. – С. 123001.
4. Grachev A. A., Sadovnikov A. V., Nikitov S. A. Strain-Tuned Spin-Wave Interference in Micro-and Nanoscale Magnonic Interferometers //Nanomaterials. – 2022. – Т. 12. – №. 9. – С. 1520.
5. Grachev A. A. et al. Reconfigurable dipolar spin-wave coupling in a bilateral yttrium iron garnet structure //Physical Review Applied. – 2023. – Т. 19. – №. 5. – С. 054089.
6. Grachev A. A. et al. Nonreciprocal spin-wave transport in an asymmetric three-dimensional magnonic coupler //Physical Review Applied. – 2024. – Т. 21. – №. 2. – С. 024031.

УДК 538.955

Магнитоэлектрические эффекты в гибкой композитной структуре с магнитострикционным волоконным композитом

Савельев Д.В.

к.ф.-м. н., инженер-исследователь НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

Мусатов В.И.

аспирант кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Фетисов Л.Ю.

д.ф.-м. н., профессор кафедры наноэлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Аннотация. *В диапазоне температур от 240 до 320 К исследован резонансный магнитоэлектрический эффект в композитной структуре ПВДФ-магнитострикционный волоконный композит. Получены частотные и полевые зависимости магнитоэлектрического напряжения, генерируемого структурой. Частота резонанса линейно убывала во всем диапазоне температур. Магнитоэлектрический коэффициент практически не изменяется при температурах ниже комнатной. Дальнейшее увеличение температуры приводит к его уменьшению примерно на 20%.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, магнитострикционный волоконный композит, гибкая композитная структура, пьезополимер.*

Magnetoelectric effects in flexible composite structure comprising magnetostrictive fibrous composite

Savelev D.V.

PhD, Engineer-researcher, SEC “Magnetoelectric materials and devices”, RTU MIREA

Musatov V.I.

Graduated student, Department of Nanoelectronics, IPTIP, RTU MIREA

Fetisov L.Y.

D.Sc., Professor, Department of Nanoelectronics, IPTIP, RTU MIREA

Annotation. *Resonant magnetoelectric effect in composite structure comprising piezoelectric polymer PVDF and magnetostrictive fibrous composite was investigated in temperature range between 240K and 320K. ME voltage dependencies on frequency and magnetic field were obtained. It was shown that resonant frequency linearly decreased with increasing temperature. Magnetoelectric voltage coefficient slightly changed below room temperature. In higher temperatures its values decreased about 20%.*

Keywords: *magnetoelectric effect, magnetostrictive fibrous composite, flexible composite strucuture, piezopolymer*

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект заключается в изменении поляризации образца под действием магнитного поля. Наибольшие по величине МЭ эффекты наблюдали в гибких композитных мультиферроиках, состоящих из механически соединенных слоев

ферромагнетика (ФМ) и пьезоэлектрика (ПЭ) [1]. Одним из перспективных материалов ФМ слоев таких структур является магнитострикционный волоконный композит (МВК), представляющий собой набор параллельных волокон магнитострикционного ФМ, помещенных в полимерную матрицу вплотную друг к другу [2]. Ранее было показано, что МВК перспективны для создания гибких датчиков магнитных полей, в том числе чувствительных к направлению магнитного поля [2,3]. Тем не менее, для применения таких структур необходимо исследовать влияние температуры окружающей среды на их параметры. В данной работе впервые исследован МЭ эффект в гибкой композитной структуре, состоящей из слоев пьезополимера ПВДФ и МВК на основе проводов аморфного магнитного сплава, в диапазоне температур от 240 до 320 К.

Слой МВК состоял из проводов аморфного магнитного сплава FeCoSiB (ELIRI®, Moldova), покрытых стеклом. Общий диаметр волокон составлял 71 мкм. Размеры МВК в плоскости составили 20 мм × 13 мм. Микрофотография изготовленного слоя МВК приведена на рис. 1а. Слой ПЭ представлял собой коммерчески доступный пьезоэлемент LDT028K на основе ПВДФ с размерами в плоскости 25 мм × 13 мм. Изображение изготовленной композитной структуры ПВДФ-МВК приведена на рис. 1б. Структуру закрепляли на массивном основании с одного конца и помещали в постоянное магнитное поле H величиной до 100 Э, создаваемое катушками Гельмгольца, направленное вдоль оси волокон. Переменное магнитное поле $h\cos(2\pi ft)$ амплитудой h до 3 Э в диапазоне частот 0.1-100 кГц коллинеарное постоянному создавала пара модулирующих катушек.

(а) (б)

Рис.1. (а) Микрофотография МВК, (б) фотография композитной структуры ПВДФ-МВК

На рис. 2 показана измеренная на частоте резонанса f = 2.2 кГц зависимость МЭ коэффициента от магнитного поля, полученная при температуре 290 К. Его наибольшее значение составило $\acute{\alpha} \approx 23$ В/(Э·см) в поле $H_m \approx 18.2$ Э, соответствующем максимальному значению пьезомагнитного модуля МВК ($q = \partial\lambda/\partial H$). Наблюдавшееся на начальном участке медленное увеличение МЭ коэффициента также было обнаружено на полевой зависимости пьезомагнитного модуля МВК. Величина МЭ коэффициента превышает значения для аналогичных структур, в которых в качестве слоя ФМ использована лента аморфного сплава Metglas или МВК на основе никеля [2-4].

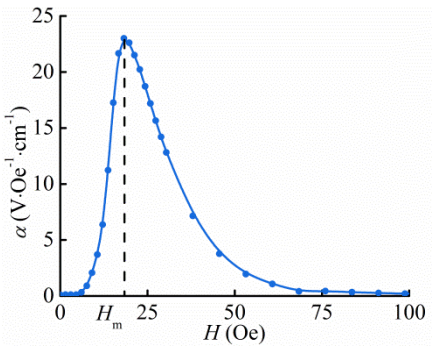
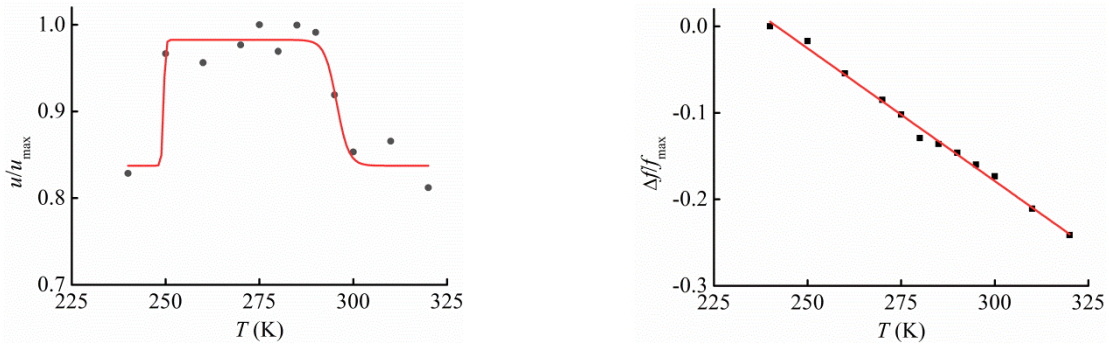


Рис.2. Зависимость МЭ коэффициента от магнитного поля H, полученная при температуре 290 К

Поскольку МЭ напряжение и резонансная частота значительно изменяются под действием температуры, было проведено сравнение следующих нормированных параметров: отношение МЭ напряжения при данной температуре к его максимальному значению u/u_{max} и отношение изменения частоты к ее максимальному значению $\Delta f/f_{max}$, где $\Delta f = f - f_{max}$. На рис. 3

приведены зависимости данных параметров от температуры. Видно, что МЭ коэффициент практически не изменялся до 290 К. При дальнейшем увеличении температуры его величина уменьшалась примерно на 19%, что обусловлено как уменьшением пьезомагнитного модуля МВК, так и уменьшением пьезомодуля ПВДФ [5]. Резкое уменьшение МЭ коэффициента при 240 К может быть обусловлено стеклованием слоя ПВДФ. Ранее было показано, что при температуре ниже температуры стеклования $T_g \approx$ 230-240 К наблюдается резкое уменьшение пьезомодуля d_{31} ПВДФ [6]. При увеличении температуры от 240 до 320 Гц частота резонанса линейно уменьшалась примерно на 24%, что обусловлено уменьшением модуля Юнга слоев ПВДФ и МВК.



(а) (б)

Рис. 3. Зависимость (а) относительного уменьшения МЭ коэффициента и (б) частоты резонанса от температуры структуры ПВДФ-МВК

Таким образом, в работе впервые исследован МЭ эффект в композитной структуре ПВДФ-МВК в широком диапазоне температур. Показано, что резонансная частота структуры уменьшается при увеличении температуры. МЭ напряжение уменьшается на 20% при температуре 320 К, по сравнению с максимальным значением. Полученные результаты могут быть использованы для создания датчиков магнитных полей на основе структур с магнитострикционными волоконными композитами.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № ФСФЗ-2023-0005).

Список использованной литературы:

1. Liang X., Matyushov A., Hayes P. et al. // IEEE. Trans. Mag. – 2021 – V. 57. – P.400157.
2. Fetisov L.Y., Saveliev D.V., Dzhaparidze M.V., Musatov V.I., Fetisov Y.K. // Appl. Phys. Lett. – 2021. – V. 119. –P. 252904.
3. Saveliev D.V., Fetisov L.Y., Musatov V.I., Dzhaparidze M.V. Anisotropic magnetoelectric effect in lead zirconate titanate and magnetostrictive fiber composite structures. // Russ. Tech. J. – 2022. –V. 10. – P. 85-92.
4. Fetisov L., Baraban I., Fetisov Y. et al. Nonlinear magnetoelectric effects in flexible composite ferromagnetic–piezopolymer structures // JMMM. – 2017. – V. 441. – P. 628-634.
5. Silva M.P., Costa C.M., Sencadas V. et al. Degradation of the dielectric and piezoelectric response of β-poly(vinylidene fluoride) after temperature annealing. // J Polym Res. – 2011. – V. 18. – P. 1451–1457.
6. Tashiro K., Tadokoro H., Kobayashi M. Structure and piezoelectricity of poly(vinylidene fluoride) // Ferroelectrics. – 1981. – V. 32. – P. 167-175.

УДК 541.64:537.3:53.092:53.098:678.84

Аномальная электропроводность магнитного эластомера под действием деформации и магнитного поля

Степанов Г.В.

нач. лаб. магнитных композитов АО «ГНИИХТЭОС»

Семеренко Д.А.

к.ф.-м. н., ст.н.с. НИИРЛ МГТУ им. Н.Э.Баумана

Лобанов Д.А.

к.т.н. в.н.с. лаборатории магнитных композитов АО «ГНИИХТЭОС»

Бахтияров А.В.

м.н.с. лаборатории магнитных композитов АО «ГНИИХТЭОС»

Аннотация. *Магнитоактивные эластомеры (МАЭ) – новый тип магнитоуправляемых композиционных материалов, состоящих из порошка железа и полимерной матрицы, электрические свойства которых изменяются в магнитном поле. В частности, в магнитном поле электропроводность материала в магнитном поле возрастает на 5 порядков, аналогично она возрастает и при гидростатическом нагружении. Вольтамперная характеристика материала характеризуется экспоненциальной зависимостью, что указывает на то, что электропроводность в материале осуществляется по механизму туннелирования электрона. Исследование динамики изменения электропроводности под внешним воздействием показало, наличие аномально резкого кратковременного возрастания сопротивления перед его падением при воздействии давления или магнитного поля. Это указывает на наличие процесса разрушения и длительного процесса восстановления электропроводящего мостика между электропроводящим наполнителем композита, или аномально длительное время туннелирования электрона в полимерной матрице.*

Ключевые слова: *магнитоактивные эластомеры, сопротивление, туннелирование, электропроводность, магнитное поле*

Abnormal electrical conductivity of a magnetic elastomer under the influence of deformation and magnetic field

Stepanov G.V.

Head of Laboratory for Magnetic composites of JSC GNIIcHTEOS

Semerenko D. A.

Candidate of Technical Sciences, Leading Researcher Laboratory
Bauman Moscow State Technical University

Lobanov D.A.

Candidate of Engineering Sciences, Senior Researcher Laboratory for Magnetic composites JSC GNIIcHTEOS

Bakhtiarov A.B.

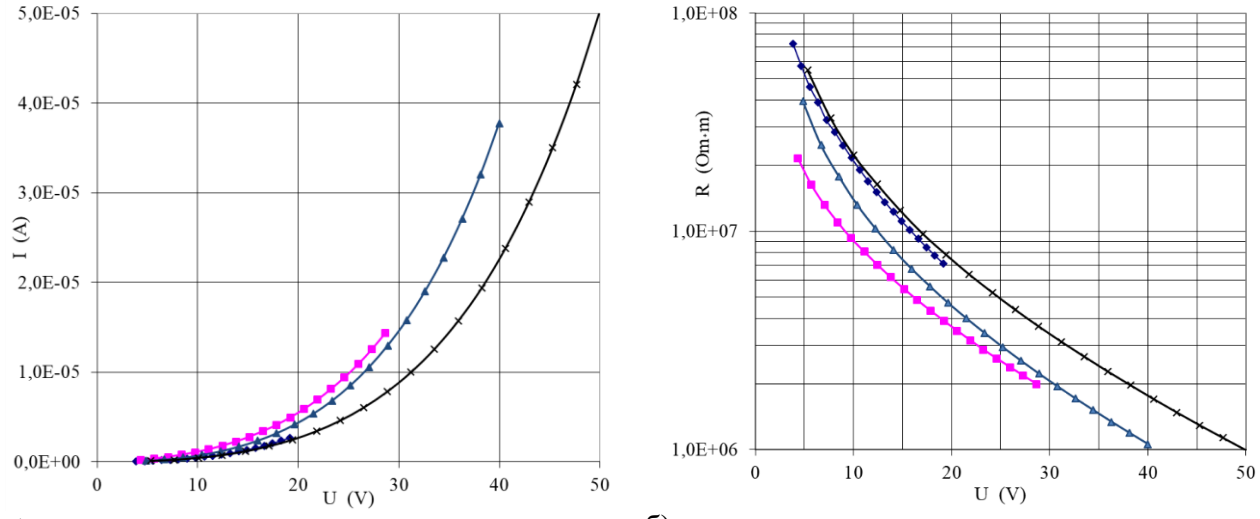
Junior Researcher at the Laboratory for Magnetic composites JSC GNIIcHTEOS

Annotation. *Magnetoactive elastomers feature magnetocontrollable composite materials of a new type consisting of a polymer matrix and particles of iron filling it and exhibiting the capability to vary their electrical parameters under the influence of magnetic fields. In particular, in sufficiently strong external fields their conductivity may increase by 5 orders of magnitude; a similar effect is observed under hydrostatic pressure. The volt-ampere characteristic of the material has the features of an exponent, which points to the possibility that its conductivity may be based on an electron tunneling mechanism. Investigation of the dynamic pattern of the capability to conduct electric current showed than the moment when a mechanical or field action is applied is immediately followed by a sharp and narrow peak of resistance before this parameter starts decreasing more gradually. This suggests that if the tunneling indeed takes place and an impact must result in the destruction of conductive paths established among the particles, then either their re-establishing requires a certain time or the tunneling itself of an electron through the polymer is a lengthy process.*

Keywords: *Magnetoactive elastomers, resistance, tunneling effects, electrical conductivity, magnetic fields*

В последние годы активно развивается научно-практическое направление – «умные» материалы. Свойства таких материалов изменяются под внешним воздействием. Одним из таких материалов являются магнитоактивные эластомеры (МАЭ), свойства которых изменяются под воздействием магнитного поля. Изначально исследовали магнитодеформационный эффект – деформация в неоднородном магнитном поле [1, 2], магнитореологический эффект – повышение вязкоупругих свойств в магнитном поле [3]. В последнее время активно исследуют электрические свойства в магнитном поле – магнитоэлектрический и магниторезистивный эффект. Зависимость этих свойств исследуют как при переменном [4], так и при постоянном токе [5]. Электропроводность материала в магнитном поле 300 мТл возрастает на 5-6 порядков. Также значительно возрастает проводимость под действием гидростатического давления – пьезорезистивный эффект. Интересно, что (вольтамперная) ВА-характеристика для материала имеет экспоненциальную зависимость, сопротивление материала уменьшается с увеличением перепада напряжения на образце [5]. Это указывает, что электропроводность протекает по механизму туннелирования электрона. Скорей всего имеет место смешанный механизм, включающий и закон Ома.

МАЭ по своей структуре представляет собой композит, в эластичную полимерную матрицу которого внедрены магнитные частицы, как правило железные порошки, например, карбонильного железа. Такой электропроводящий наполнитель под действием магнитного поля намагничивается и взаимодействуя между собой образует цепеподобные структуры, вытянутые вдоль линий магнитного поля. Способность образовывать обратимые структуры определяется упругими свойствами матрицы. Обычно, модуль упругости Юнга для материала находится в интервале 10-100 кПа. Таким образом под действием магнитного поля, магнитный электропроводящий наполнитель структурируется в электропроводящие цепи и сопротивление материала значительно уменьшается. Процесс обратимый, после выключения магнитного поля частицы возвращаются на свои места под действием упругих сил полимерной матрицы. Аналогичные процессы наблюдаются при сдавливании образца, частицы электропроводящего наполнителя сближаются друг с другом и сопротивление материала уменьшается в направлении сдавливания – пьезорезистивный эффект. Процессы структурирования растянуты во времени и занимают несколько секунд до достижения стационарного состояния, что связано с величиной упругости полимерной матрицы. На рис. 1 представлена ВА-характеристика образца МАЭ диаметром 2 см и толщиной 1.5 мм и зависимость электропроводности от магнитного поля.



а) б)

Рис. 1. а) ВА-характеристика для образца МАЭ. б) Зависимость сопротивления от напряжения.

Как видно из рисунка, электропроводность МАЭ протекает через механизм туннелирования. Мы видим типичную экспоненциальную зависимость на ВА-характеристике и соответственно снижение сопротивления образца от напряжения, приложенного к образцу. Данное явление является типичным для композитных электропроводящих структур, в которых частицы электропроводящего наполнителя разъединены диэлектрической плёнкой микронной толщины. Однако один новый, непонятный эффект сопровождает процесс снижения сопротивления под действием магнитного поля и гидростатического давления. Как видно из рис. 2 при подаче на образец магнитного поля, сопротивление материала кратковременно возрастает, перед типичным снижением.

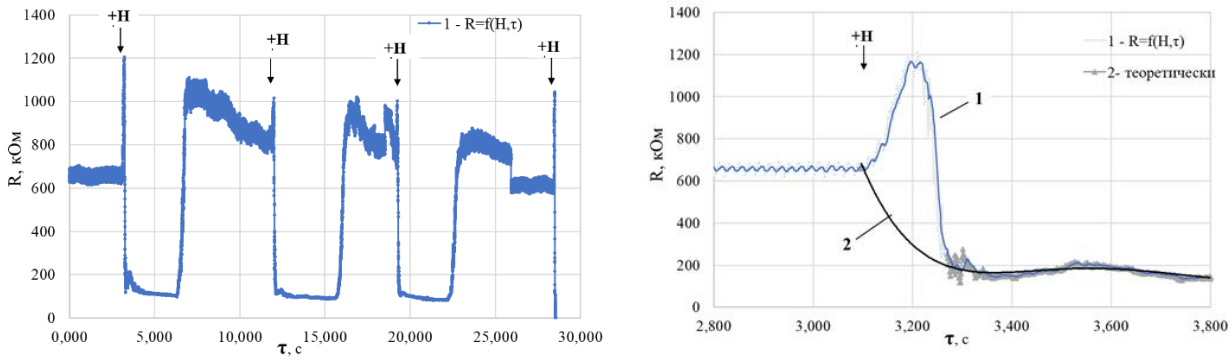


Рис. 2. Зависимость сопротивление образца при ступенчатом включении магнитного поля 200 мТл. Справа укрупнённая часть первого пика на рисунке слева. Разрешение 1 мс.

На рис. 2 (справа) показана укрупнённая часть первого пика левого рисунка. Теоретически, при приложении магнитного поля, сопротивление должно снижаться по кривой 2. На самом деле снижение сопротивления происходит по кривой 1. Мы наблюдаем довольно большой пик, связанный с возрастанием сопротивления в течение 100 мс с последующим снижением сопротивления до заданного, равновесного. Такое же поведение сопротивления наблюдается и при воздействии на образец гидростатического давления. При кратковременном ударе наблюдается резкий скачок возрастания сопротивления, как показано на рис. 3.

Анализ всех полученных результатов показывает, что процесс роста сопротивления объединён процессом перестройки внутренней структуры МАЭ, процессом движения частиц в полимерной матрице. Независимо от того, сближаются частицы или расходятся, на время движения частиц сопротивление всего образца увеличивается. Поскольку процесс

электропроводности протекает через диэлектрическую плёнку полимера, представляется, что при протекании тока через диэлектрик, в нём должен образоваться электропроводящий мостик.

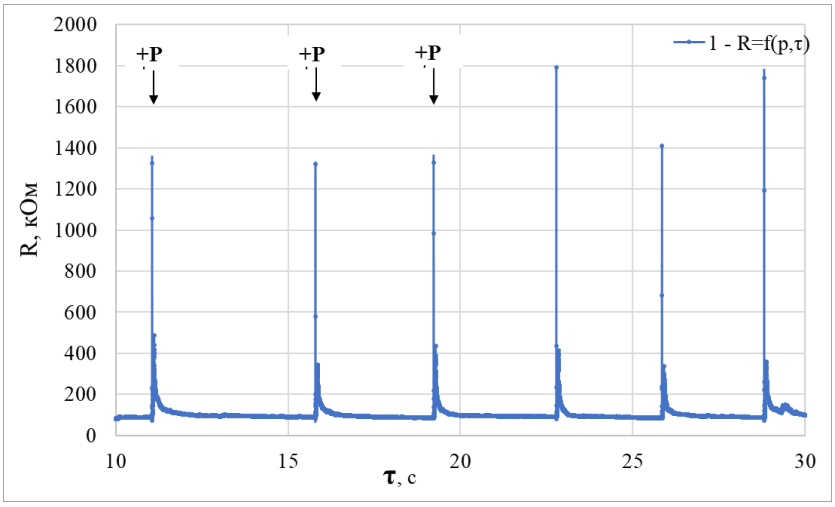


Рис. 3. Зависимость сопротивления образца МАЭ при ударе по образцу.

Для его образования требуется время, поскольку процесс может быть, как физический, так и в какой-то степени химический (ионная проводимость), так как процесс идёт через специфическую химическую среду полимера. В момент деформации полимера образованный туннельным током электропроводящий мостик разрушается и далее вновь восстанавливается при новых стационарных положениях частиц электропроводящего наполнителя. Какое время необходимо для появления электропроводящего мостика? Всё ещё зависит от времени наступления нового стационарного положения электропроводящих частиц. В наших наблюдениях при минимальном регистрируемом времени релаксационного процесса 2-5 мс и числе точек перехода между электропроводящими частицами 100-200, время необходимое для восстановления электропроводящего перехода или восстановления туннелирования в миллион раз больше, чем при обычном протекании тока через проводник. Время туннелирования и механизм являются дискуссионным вопросом. Вот такое дискуссионное явление наблюдается.

Список использованной литературы:

1. Nikitin L. V., Mironova L. S., Stepanov G. V., Samus A. N. The Influence of a Magnetic Field on the Elastic and Viscous Properties of Magnetoelastics // Polymer Science, Ser. A. – 2001 – Vol. 43, No. 4 – P. 443–450.
2. Nikitin L.V., Stepanov G.V., Mironova L.S., Gorbunov A.I. Magnetodeformational effect and effect of shape memory in magnetoelastics // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2004. – V. 272-276. – P. 2072–2073, 10.1016/j.jmmm.2003.12.838
3. Borin D., Stepanov G., Musikhin A., Zubarev A., Bakhtiiarov A., Storozhenko P. Magnetorheological Effect of Magnetoactive Elastomer with a Permalloy Filler // Polymers. 2020. – V.12. – N.10. – P.2371. https://doi.org/10.3390/polym12102371
4. Stepanov G.V., Bakhtiiarov A.V., Lobanov D.A., Borin D.Yu., Semerenko D.A., Storozhenko P.A. Magnetoresistive and magnetocapacitive effects in magnetic elastomers // Journal SN Applied Sciences. 2022. – V.4. – No. 178. – 12 p. DOI:10.1007/s42452-022-05068-y
5. Stepanov G.V., Bakhtiiarov A.V., Lobanov D.A., Storozhenko P.A., Magnetoresistivity and piezoresistivity of magnetoactive elastomers // JMMM. – 2023. – V. 587. – Art.#171313. doi.10.1016/j.jmmm.2023.171313

УДК 537.633.9

Магнитоэлектрический эффект в гибридных структурах на основе бессвинцовой керамики

Разбаев П.А.

младший научный сотрудник лаборатории нелинейных материалов
ГНУ ИТА НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

Набздоров И.С.

аспирант лаборатории нелинейных материалов ГНУ ИТА НАН Беларуси,
Витебск, Беларусь

Кудыбин В.М.

младший научный сотрудник лаборатории нелинейных материалов
ГНУ ИТА НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

Лалетин В.М.

к.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник лаборатории нелинейных материалов
ГНУ ИТА НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

Поддубная Н.Н.

к.ф.-м. н., заведующий лабораторией нелинейных материалов
ГНУ ИТА НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

Аннотация. *Получены гибридные структуры никель – объемный композит – никель, на основе твердого раствора титаната бария с добавками феррита никеля. Покрытие никеля наносилось методами химического и электрохимического осаждения в режиме реверсивного тока. Увеличение магнитоэлектрического коэффициента в гибридных структурах превосходит величину эффекта, наблюдаемую в объемных композитах, более чем на порядок и достигает значений, наблюдаемых в композитах на основе традиционно используемой керамики цирконат-титанат свинца. Нанесение покрытий никеля в течение 20 минут приводит к перераспределению величин продольного и поперечного эффекта.*

Ключевые слова: *гибридные структуры, магнитоэлектрический эффект, бессвинцовые материалы, титанат бария.*

Magnetoelectric effect in hybrid structures based on lead-free ceramics

Razbaev P.A.,

Junior researcher, Laboratory
of nonlinear materials, State Scientific Institution ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

Nabzdorov I.S.,

Graduate student, Laboratory
of nonlinear materials, State Scientific Institution ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

Kudybin V.M.,

Junior researcher, Laboratory of nonlinear materials,
State Scientific Institution ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

Laletin V.M.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading researcher, Laboratory of nonlinear materials, State Scientific Institution ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

Poddubnaya N.N.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Head of Laboratory of nonlinear materials, State Scientific Institution ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

Annotation. *Hybrid structures of nickel – bulk composite – nickel, based on a solid solution of barium titanate with additions of nickel ferrite, have been obtained. Nickel coating was applied using chemical and electrochemical deposition methods in reverse current mode. The increase in the magnetoelectric coefficient in hybrid structures exceeds the magnitude of the effect observed in bulk composites by more than an order of magnitude and reaches the values observed in composites based on traditionally used lead zirconate titanate ceramics. Deposition of nickel coatings for 20 minutes leads to a redistribution of the longitudinal and transverse effect values..*

Keywords: *hybrid structures, magnetoelectric effect, lead-free materials, barium titanate.*

Для изготовления композиционных структур с магнитоэлектрическими свойствами использовалась бессвинцовая керамика титаната бария состава $50\%Ba_{0,65}Ca_{0,35}TiO_3+50\%BaTi_{0,9}Zr_{0,1}O_3$, и феррит, обладающий высоким удельным сопротивлением ~ 10^8 Ом·м.

Образцы объемного композита с содержанием 10% феррита никеля получены высокотемпературным твердофазным синтезом из феррита и титаната бария. Синтез феррита никеля $NiFe_{1,9}Co_{0,02}O_4$, легированного кобальтом, проведен при температуре 1100°С в течение двух часов. Спекание композиционного состава проводилось на воздухе при температуре 1330°С. Спеченные композиты подвергались плоскопараллельной шлифовке до толщины 400 мкм. На поверхность образцов наносились покрытия никеля химическим осаждением. Для получения толстых пленок никеля с магнитными свойствами использован раствор электрохимического никелирования на основе сульфамата никеля с добавкой сахарина при pH – 3,6-4. Оптимальный режим осаждения наблюдался при токе 10 А/дм^2 и температуре раствора 40°С. С целью нанесения гладкого покрытия раствор перемешивался воздухом, а осаждение осуществлялось в импульсном режиме с длительностью периодов осаждение/растворение 90/9 с. Толщина покрытия определялась длительностью осаждения, составлявшей для всех образцов 20 минут.

Линейный МЭ эффект исследовали путем измерения напряжения, возникающего на образце при наложении на него переменного и медленно меняющегося магнитных полей. Переменное магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца. Его амплитуда составляла 80 А/м, частота 1 кГц. Величина медленно меняющегося магнитного поля изменялась в пределах ±200 кА/м. Исследования были проведены при двух различных ориентациях образца: вектор электрической поляризации перпендикулярен и параллелен внешнему постоянному и переменному магнитным полям (transversive и longitudinal effect, соответственно). МЭ коэффициент по напряжению (α_E) определяли исходя из толщины образца (h), величины напряжения (dU) и напряженности переменного магнитного поля (dH): $\alpha_E = dU/(h \cdot dH)$.

Результаты исследования МЭ зависимостей для объемных структур и гибридных композитов на их основе представлены на рисунках 1 и 2.

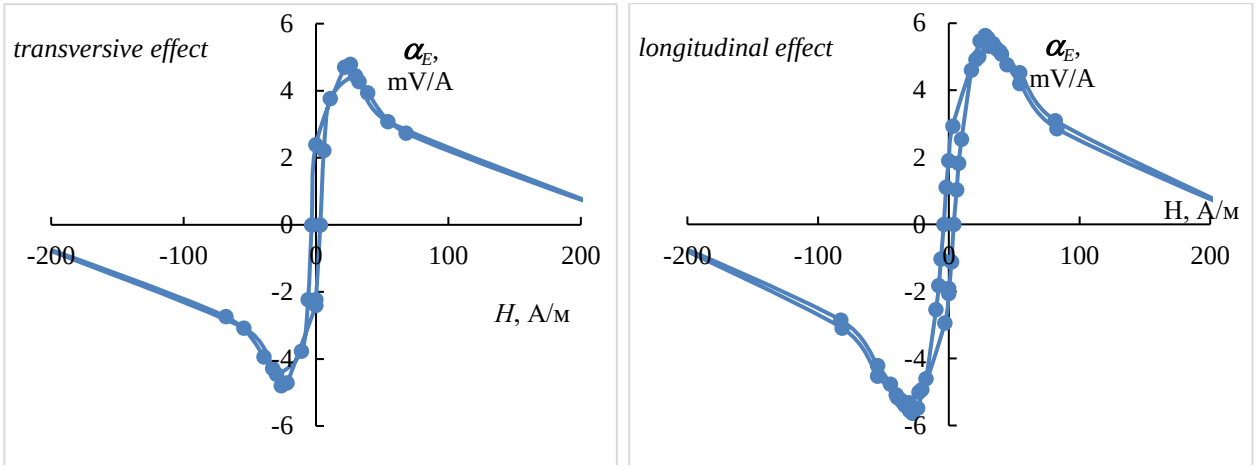


Рисунок 1. Линейная полевая зависимость продольного и поперечного МЭ коэффициента объемного композита состава 50%$Ba_{0.65}Ca_{0.35}TiO_3$+50%$BaTi_{0.9}Zr_{0.1}O_3$

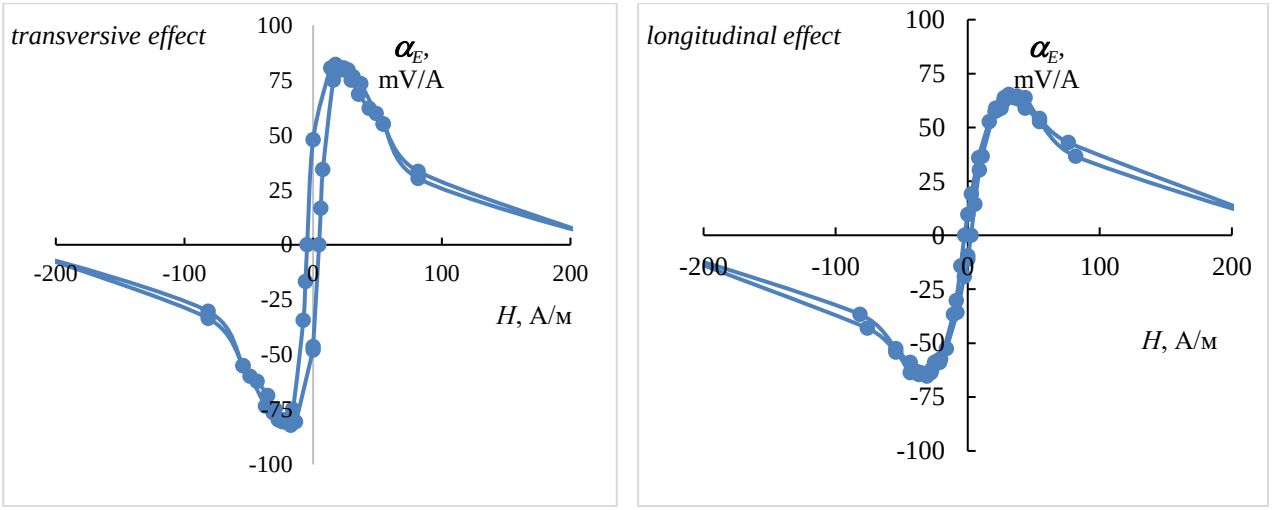


Рисунок 2. Линейная полевая зависимость продольного и поперечного МЭ коэффициента гибридной структуры состава Ni/50%$Ba_{0.65}Ca_{0.35}TiO_3$+50%$BaTi_{0.9}Zr_{0.1}O_3$/Ni

На рисунке 1 представлена типичная зависимость продольного и поперечного эффекта. Величина МЭ коэффициента достаточно низкая, и составляет 5,4 мВ/А в случае продольной ориентации, и 4,8 мВ/А при поперечной. Зависимость МЭ коэффициента, приведенная на рисунке 2, показывает существенный рост МЭ коэффициента при использование магнитного покрытия никеля на композите с неизменным составом. В этом случае величина продольного эффекта, наблюдаемого в структуре, на 20% ниже, чем поперечного. Общая толщина покрытия никеля, полученного на композите за 20 мин, составляет не более 10 мкм. Т.о. металлизация магнитоэлектрической керамики с увеличением толщины композита менее, чем на 2,5%, позволяет повысить магнитоэлектрический коэффициент более, чем в 10 раз.

Полученные значения величины α_E сравнимы с МЭ эффектом, наблюдаемым на традиционно используемой композиционной керамике цирконат-титанат свинца [1], что позволяет рассчитывать на использование магнитоэлектрических структур для реализации прикладных устройств преобразования магнитного поля в электрический сигнал.

Список использованной литературы:

1. Laletin V.M., Paddubnaya N.N., Srinivasan G., De Vreugd C.P., Bichurin M.I., Petrov V.M., Filippov D.A. Frequency and field dependence of magnetoelectric interactions in layered ferromagnetic transition metal-piezoelectric lead zirconate titanate. //Appl. Phys. Lett. – 2005. – vol.87. – p.222507.

УДК 537.9

Исследование вкладов магнитострикционного и магниторотационного эффектов в магнитоэлектрический отклик полимерной мультиферроидной пленки

Игнатов А.А.

инженер-исследователь НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Райхер Ю.Л.

д.ф.-м. н., главный научный сотрудник Лаборатории динамики дисперсных систем, ИМСС УрО РАН

Столбов О.В.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник Лаборатории динамики дисперсных систем, ИМСС УрО РАН

Сальников В.Д.

лаборант-исследователь НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Савин В.В.

инженер-исследователь НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Воронцов П.А.

лаборант-исследователь НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Родионова В.В.

к.ф.-м. н., директор НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения, БФУ им. И. Канта

Аннотация. *Композитные магнитоэлектрики имеют ряд преимуществ перед аналогичными однофазными системами; одно из них заключается в возможности тонкой «настройки» свойства материала за счёт выбора компонентов, их соотношения и методов постобработки материалов. Для реализации такой «настройки» важно понимать детали механического взаимодействия фаз. Цель настоящей работы – экспериментально продемонстрировать, что в композите типа ферромагнитный наполнитель–пьезоэлектрический полимер магнито-стрикционный и магниторотационный вклады в магнитоэлектрический эффект могут иметь сопоставимую величину.*

Ключевые слова: *композитные мультиферроики, прямой магнитоэлектрический эффект*

Study of the contributions of magnetostrictive and magnetorotational effects to the magnetoelectric response of a polymer multiferroic film

Ignatov A.A.

Research engineer, REC “Smart Materials and Biomedical Applications”, IKBFU

Raikher Y.L.

Prof., Chief researcher at the Laboratory of Dispersed Systems Dynamics, ICMM, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Stolbov O.V.

Dr., Senior researcher at the Laboratory of Dispersed System Dynamics, ICMM, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Salnikov V.D.

Laboratory researcher, REC “Smart Materials and Biomedical Applications”, IKBFU

Savin V.V.

Research engineer, REC “Smart Materials and Biomedical Applications”, IKBFU

Vorontsov P.A.

Laboratory researcher, REC “Smart Materials and Biomedical Applications”, IKBFU

Rodionova V.V.

Dr., Director of the REC “Smart Materials and Biomedical Applications”, IKBFU

Annotation. *Composite magnetoelectrics possess several advantages over their single-phase analogues. One of those merits is the possibility to finely “tune” the properties of the material through the choice of the phases, their ratio, and methods of post-processing treatment. To implement such “tuning”, it is essential to understand the details of mechanical interaction of the phases. The purpose of this work is to experimentally demonstrate that in a composite of the ferromagnet particles–piezolelectric polymer type the magnetostrictive and magnetorotational contributions in the magnetoelectric effect might have comparable magnitudes.*

Keywords: *composite multiferroics, direct magnetoelectric effect*

Магнитоэлектрические композиты способны демонстрировать как прямой магнитоэлектрический эффект (электрическая поляризация под действием магнитного поля), так и обратный: изменять намагниченность в ответ на приложенное электрическое поле. В композитах этот эффект является следствием механического взаимодействия ферромагнитной и пьезоэлектрической фаз. Такие материалы имеют ряд преимуществ перед однофазными мультиферроиками, поскольку их отклик на порядок выше [1], а их природа даёт возможность легко варьировать соотношение фаз для программирования свойств композита в соответствии с его конкретным предназначением. Высокая величина магнитоэлектрического эффекта позволяет использовать такие композиты в качестве чувствительных элементов датчиков магнитного или электрического поля [2,3], устройств сбора энергии [3], интеллектуальных каркасов для тканевой инженерии [4] и т. д.

Одним из открытых вопросов прикладной физики магнитоэлектрических композитов является организация оптимальной механической связи между ферромагнитной и пьезоэлектрической фазами, а также характер данной связи. В большинстве исследований рассматривается только вклад магнитострикции в магнитоэлектрический отклик; однако теоретические оценки свидетельствуют, что в определённых условиях вклад от механических поворотов частиц оказывается соизмеримым по величине с магнитострикционным [5].

В качестве экспериментальной проверки указанного вывода будут представлены результаты эксперимента по измерению прямого магнитоэлектрического эффекта в квазистатических условиях. Установка для измерения магнитоэлектрического эффекта представляет собой плоский конденсатор (композит с металлическими обкладками), помещенный в поле медленно вращающихся неодимовых магнитов. Магнитоэлектрический коэффициент рассчитывается как отношение измеренного напряжения к произведению толщины образца на напряженность магнитного поля.

В качестве объекта исследования были выбраны композиты на основе пьезоактивной полимерной матрицы (ПВДФ), наполненной наночастицами магнитожёстких ферритов: $SrFe_{12}O_{19}$ и $CoFe_2O_4$. Для увеличения адгезии между ПВДФ и наночастицами поверхность последних была покрыта олеиновой кислотой.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 21-72-30032.

Список использованной литературы:

1. Pereira N., Lima A.C., Lanceros-Mendez S., Martins P. // Materials. – 2020. – V. 13. – Art. no. 4033.
2. Vidal J.V., Turutin A.V., Kubasov I.V., Kislyuk A.M., Kiselev D.A., Malinkovich M.D., Parkhomenko Y.N., Kobeleva S.P., Sobolev N.A., Kholkin A.L.// IEEE Transactions on Ultrasonics and Ferroelectrcs, Frequency Control. – 2020. – V. 67. – P. 1219.
3. Pereira N., Lima A.C., Correia V., Perinka N., Lanceros-Mendez S., Martins P. //Materials. – 2020. – V. 13. – Art. no. 1729.
4. Omelyanchik A., Antipova V., Gritsenko C., Kolesnikova V., Murzin D., Han Y., Turutin A.V., Kubasov I.V., Kislyuk A.M., Ilina T.S., et al. //Nanomaterials. – 2020. – V. 11. – Art. no. 1154.
5. Stolbov O.V., Raikher Yu.L.// Nanomaterials. – 2024. – V. 14. – Art. no. 31.

УДК 537.633.9

Влияние небольших добавок кальция на магнитоэлектрические свойства композиционных структур на основе титаната бария

Лалетин В.М.

к.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник ГНУ ИТА НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

Кудыбин М.В.

младший научный сотрудник ГНУ ИТА НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

Поддубная Н.Н.

к.ф.-м. н., заведующий лабораторией ГНУ ИТА НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

Аннотация. *Представлены результаты исследования магнитоэлектрического взаимодействия объемной композиционной структуры* $Ba_{(1-x)}Ca_xTiO_3 : NiFe_{1.9}Co_{0.02}O_4$ *от добавок кальция (x=0..0.15) при соотношении ферромагнитной и пьезоэлектрической компонент как 50:50%. Полученные в бессвинцовом объемном композите для низкочастотной полевой зависимости значения магнитоэлектрического коэффициента по напряжению, превосходящие 100 мВ(см·Э), сопоставимы с магнитоэлектрическими характеристиками аналогичных структур на основе свинец содержащей керамики.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, композиционная структура, титанат бария*

The influence of small calcium additions on the magnetoelectric properties of composite structures based on barium titanate

Laletin V.M.,

PhD Sc., leading researcher, State Scientific Institution ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

Kudybin M.V.,

Junior Researcher, State Scientific Institution ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

Poddubnaya N.N.,

PhD Sc., Head of Laboratory, State Scientific Institution ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

Annotation. *The magnetoelectric interaction of the bulk composition structure* $Ba_{(1-x)}Ca_xTiO_3$ *:* $NiFe_{1.9}Co_{0.02}O_4$ *from calcium additives (x=0..0.15) with a ratio of ferromagnetic and piezoelectric components as 50:50% are presented. The values of the magnetoelectric voltage coefficient exceeding 100 mV/(cm·Oe) obtained in a lead-free bulk composite for low-frequency field dependence are comparable with the magnetoelectric characteristics of similar structures based on lead-containing ceramics.*

Key words**:** *magnetoelectric effect, compositional structure, barium titanate*

В настоящее время одними из наиболее распространенных пьезоэлектриков при производстве композиционных материалов являются пьезокерамики на основе цирконата - титаната свинца (ЦТС). МЭ-конструкции с использованием таких материалов обладают высокими диэлектрическими, пьезоэлектрическими и МЭ характеристиками. Однако экологическая направленность современных технологий, высокая токсичность свинца и его способность накапливаться в организме человека налагают требования по ограничению использования свинецсодержащих материалов. Целью настоящей работы было исследование МЭ-эффекта в объемных композиционных структурах, состоящих из феррита никеля и бессвинцовой пьезокерамики титаната бария, легированной кальцием. Перспективность настоящих исследований основана на результатах исследований, представленных в работах [1, 2].

Титанат бария получали по традиционной керамической технологии с использованием карбоната бария $BaCO_3$ и оксида титана TiO_2 марки чда. Состав смеси рассчитывали с учетом содержания основного вещества. Исходные компоненты взвешивали на аналитических весах ВЛР-200. Их смешивание и измельчение осуществляли в шаровой мельнице в присутствии жидкой среды (этиловый спирт) в течение 30 минут. Полученную массу прессовали в брикеты под давлением $5\ 10^7$ Па. Синтез проводили на воздухе при температуре 1200°С в течение двух часов. Дробление и измельчение полученного материала осуществляли в яшмовой ступке с последующим просеиванием через сито с размером ячеек 7 микрон. Феррит никеля получали по аналогичной технологии из оксидов железа Fe_2O_3 и никеля NiO марки чда. Его синтез проводился на воздухе в течение двух часов при температуре 1100°С. Композиционный материал получали из навески исходных компонентов в количестве 1:1 по массе титаната бария и феррита никеля. Их смешивание осуществляли в яшмовой ступке в жидкой среде (этиловый спирт) в течение часа. Полученную смесь прессовали в брикеты под давлением

$2\ 10^8$ Па, используя в качестве пластификатора водный раствор поливинилового спирта. Заготовки спекались на воздухе при температуре 1240°С в течение двух часов. Скорость охлаждения печи не превышала 50 градусов в час. Полученные керамические заготовки подвергались плоскопараллельному шлифованию. Электроды наносились путем вжигания серебряной пасты при температуре 750°С в течение 30 минут. Образцы поляризовали при температуре 100°С в течение часа в электрическом поле напряженностью 1000 В/мм с последующим охлаждением в этом поле до комнатной температуры в течение получаса.

Для исследования линейного МЭ эффекта измеряли напряжение, возникающее на образце под действием небольшого переменного и постоянного магнитных полей [3]. Постоянное магнитное поле генерировалось электромагнитом. Напряженность переменного магнитного поля H_{ac}, создаваемого катушками Гельмгольца, составляла 1 Э. Измерения проводились на частоте 1 кГц. МЭ-сигнал, генерируемый образцом, подавался на предусилитель, который служил для согласования импеданса и усиления сигнала. Для его регистрации использовался осциллограф. Измерения проводили при сонаправленной ориентации внешних магнитных полей и поляризации (продольный эффект) и при их ортогональной ориентации (поперечный эффект). Результаты исследования представлены в таблице.

Таблица. Диэлектрические и магнитоэлектрические параметры композиционных структур $Ba_{(1-x)}Ca_xTiO_3 : NiFe_{1.9}Co_{0.02}O_4$

x, %	ε	ρ, г/см^3	$\alpha_{E\perp}$, мВ/(см·Э)	$\alpha_{E\parallel}$, мВ/(см·Э)
0	131	4,36	27,4	20,7
0,05	136	4,74	100,5	72,0
0,1	148	4,77	106,7	80,0
0,15	152	4,81	116,9	87,7

Полученные значения МЭ характеристик композитов сравнимы по величине с аналогичными материалами на основе свинец содержащей ЦТС-керамики, что позволяет рассчитывать на использование полученных композитов для проектирования различных электронных устройств, принцип действия которых основан на МЭ преобразовании – датчиков магнитного поля, записывающих устройств, сборщиков и т.д., устройств спинтроники.

Список использованной литературы:

1. Filipović, S., Obradović, N., Andjelković, Lj., Olćan, D., Petrović, J., Mirković, M., Pavlović, V., Jeremić, D., Vlahović, B., Đorđević A. Multiferroic Heterostructure BaTiO3/ε-Fe2O3 Composite Obtained by in situ Reaction// Science of Sintering. – 2021 – 53 – 1-8.
2. Laletin V., Kudybin M., Poddubnaya N., Filippov D. Magnetoelectric Properties of Lead-Free Three-Layer Structure Barium–Titanate–Piezoceramic Nickel.// J. Compos. Sci. – 2023. – 7 – 211.
3. Гелясин А.Е., Лалетин В.М. Установка для исследования магнитоэлектрического эффекта // ГНУ ИТА НАН Беларуси. 1988. – Деп. В ЦНИИ «Электроника» –Р – 5126, 1988. – 7с. // Электронная техника – 1989. – Сер. 6, Вып. 7(244) – С. 75.

УДК 537.39

Температурные, частотные и концентрационные зависимости импеданса и микроструктура композитных плёнок ($CoFeB+SiO_2$)

Котов Л.Н.

д.ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Ласёк М.П.

к.ф.-м. н., доцент кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Калинин Ю.Е.

д.ф.-м. н., профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,
Воронежский государственный технический университет

Ситников А.В.

д.ф.-м. н., профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,
Воронежский государственный технический университет

Аннотация. *Были исследованы температурные, частотные и концентрационные зависимости импеданса и тангенса угла потерь композитных плёнок ($CoFeB+SiO_2$) с концентрацией металлического сплава x=0.48-0.88 в интервале температур 180-400 К и диапазоне частот 10 Гц-10 МГц. Анализ изображений поверхности плёнок, полученных на атомно-силовом микроскопе (АСМ) показал, что композитные плёнки с малой концентрацией x =0.48-0.51 имеют гранулированную структуру, а плёнки с x=0.52-0.75 имеют гранулярно-перколяционную структуру. Структура плёнок с большой x=0.78-0.88 представляет из себя металлическую матрицу с включениями диэлектрических частиц и микрообластей. Плёнки с x=0.62-0.75 имеют полосовую магнитную структуру. Анализ температурных и частотных зависимостей импеданса и тангенса потерь проведён с учётом микроструктуры композитных плёнок. Определены интервалы температур, частот, концентраций, при которых наблюдаются максимумы импеданса и тангенса угла диэлектрических потерь композитных плёнок.*

Ключевые слова: *импеданс, тангенс угла потерь, микроструктура, композитные металл-диэлектрические плёнки, температурные зависимости, спектры*

Temperature, frequency and concentration dependences of impedance and microstructure of composite films ($CoFeB+SiO_2$)

Kotov L.N.

Dr.Sc., professor, head. Department of Radiophysics and Electronics,
Syktyvkar State University

Lasek M.P.

PhD Sc., Associate Professor, Department of Radiophysics and Electronics,
Syktyvkar State University

Kalinin Yu.E.

Dr.Sc., professor, professor of the department of solid-state electronics,
Voronezh State Technical University

Sitnikov A.V.

Dr.Sc., professor, professor of the department of solid-state electronics,
Voronezh State Technical University

Annotation. *The temperature, frequency and concentration dependences of the impedance loss tangent of composite films (CoFeB+SiO2) with metal alloy concentration x=0.48-0.88 were studied in the temperature range 180-400 K and frequency range. Analysis of film surface images obtained with an atomic force microscope (AFM) showed that composite films with low concentration x = 0.48-0.51 have a granular structure, and films with x = 0.52-0.75 have a granular-percolation structure. The structure of films with large x=0.78-0.88 is a metal matrix with inclusions of dielectric particles and microregions. Films with x=0.62-0.75 have a stripe magnetic structure. An analysis of the temperature and frequency dependences of impedance and loss tangent was carried out taking into account the microstructure of composite films. The ranges of temperatures, frequencies, and concentrations at which the maximum impedance and dielectric loss tangent of composite films are determined.*

Keywords: *impedance, loss tangent, microstructure, composite metal-dielectric films, temperature dependences, spectra*

Исследование магнитных структур и электрических спектров тонких композитных пленок с магнитными металлическими и диэлектрическими фазами в зависимости от концентрации и температуры необходимо проводить, поскольку их результаты позволят для объяснить механизмы электропереноса, поглощения электромагнитных волн, а также понимания вклада нано- и микроструктуры композитных плёнок в эти свойства. Механизмы электрического переноса, наблюдаемые в композитных пленках, нелинейные эффекты, изменение температур фазовых превращений и другие эффекты могут стать ключевыми для развития наноэлектроники [1–3]. Исследование спектров импеданса при прохождении переменных сигналов тока и распространении электромагнитного поля в плёнках позволяет выявить особенности поведения электродинамических свойств для использования магнитных композитных плёнок в современной радиотехнике и связи.

Плёнки для исследований были изготовлены в Воронежском государственном техническом университете путём ионной бомбардировки мишеней в виде пластинок из металлического сплава CoFeB и диэлектрика SiO_2. Вылетающие частицы из металлического сплава и диэлектрика попадали и осаждались на лавсановой подложке. Лавсановая подложка в виде листа имела размеры 295×195 мм^2. Давление в вакуумной установке при напылении составляло 10^{-4} Торр. На электронно-сканирующем микроскопе TESCAN MIRA 3 определялись средние доли атомов химических элементов и толщины плёнок. Концентрация 48 томов металлической фазы *x* возрастала от 0.2 до 0.92 вдоль подложки. Плёнки с подложкой нарезались на образцы, в которых изменение концентрации металла вдоль подложки было порядка единиц процентов. Толщины плёнок лежали в диапазоне от 0.5 до 0.85 нм. Структуры рельефа и магнитного фазового контраста поверхности плёнок были получены на атомно-силовом микроскопе NT-MDT (Россия). В микроскопе использовался силиконовый зонд, покрытый магнитным сплавом CoCr. Радиус закругления кончика зонда составлял 20 нм. Частота колебаний внешней силы, действующей на кантилевер с зондом, подбиралась в

диапазоне частот 47 – 90 кГц. В микроскопе регистрировалась разность фаз Δφ, которая изменялась в зависимости от силы магнитного взаимодействия зонда с поверхностью пленок. Температурные и частотные исследования импеданса и тангенса угла потерь плёнок проводились в Центре диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и наноэлектроники Научного парка СПбГУ методом диэлектрической спектроскопии (импеданс спектроскопии) с применением криосистемы Quatro в диапазоне частот от 10 Гц до 10 МГц и в интервале температур от -150 до 150 °С.

В результате исследований рельефа и магнитной структуры с помощью магнито-силовой микроскопии было обнаружено, что для композитных плёнок с концентрацией металлического сплава x=0.46 – 0.50 свойственна гранулированная микроструктура с размерами гранул 20 – 50 нм, а для плёнок с *x*=0.52 – 0.75 наблюдалась гранулярно-перколяционная структура [1, 2]. Для плёнок с концентрацией *x*=0.60 – 0.75 была обнаружена полосовая магнитная структура с шириной полос 0.2 мкм и длиной более 3 мкм [1, 2]. Структура композитных плёнок с большой концентрацией x=0.76 – 0.88 представляла собой металлическую матрицу с включениями диэлектрических наночастиц и микро- областей. В результате исследований плёнок методом диэлектрической спектроскопии были получены температурные, частотные и концентрационные зависимости мнимой и вещественной части импеданса и тангенса угла диэлектрических потерь композитных плёнок. Для плёнок с концентрациями металлического сплава *x* от 0.62 до 0.72, для которых наблюдалась полосовая магнитная структура, на спектрах тангенса диэлектрических потерь наблюдался частотный максимум во всём исследуемом интервале температур от -150 до 150 °С (рис. 1).

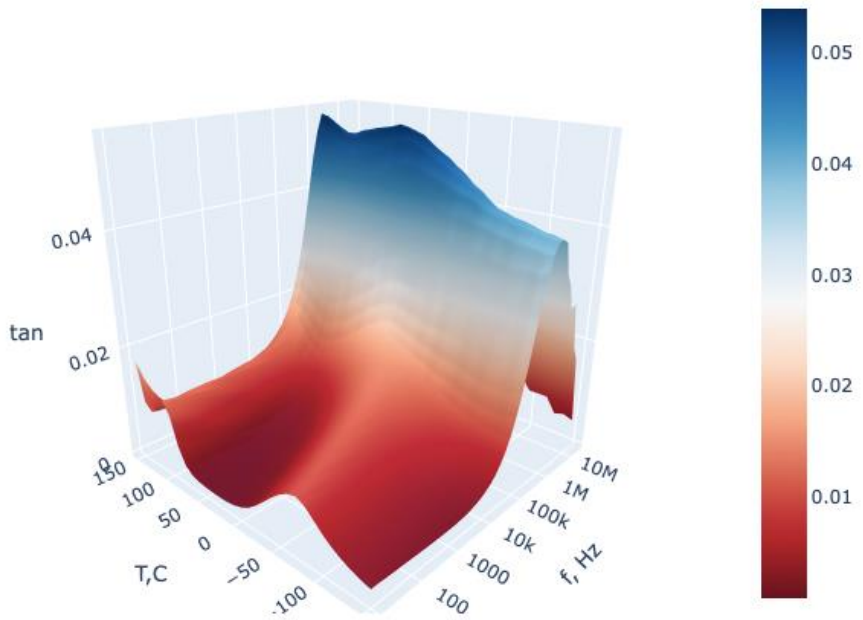


Рис. 1. Зависимость тангенса угла потерь от температуры и частоты для композитной плёнки ($CoFeB+SiO_2$) с концентрацией металлического сплава x=0.66.

При концентрации металлического сплава 0.62 тангенс угла диэлектрических потерь принимает максимальное значение 0.1. Максимум смещается в сторону больших частот с ростом концентрации металлического сплава *x* и температуры. На температурных зависимостях тангенса угла диэлектрических потерь при концентрациях *x* от 0.72 до 0.92 при температурах -70 и 120 °С при частотах от 10 Гц наблюдалось два пика. С ростом частоты эти пики сдвигались в сторону больших температур с разной скоростью и сливались в один пик в мегагерцовом диапазоне частот (рис. 1). Также были обнаружены ещё два пика вещественной части импеданса на температурных зависимостях на низких частотах 10 – 100 Гц для композитных плёнок с *x*=0.46 – 0.5, обладающих гранулированной структурой, амплитуда

которых убывала с ростом частоты. Наклон температурной кривой зависимости мнимой части импеданса монотонно убывала ростом температуры для композитных плёнок в широком интервале концентраций металлического сплава x=0.48 – 0.92.

Исследования выполнены за счёт гранта Российского научного фонда, проект № 21-72-20048

Список использованной литературы:

1. L. Kotov, M. Lasek, V. Vlasov, Y. Kalinin, A. Sitnikov and V. Temnov, Influence of Magnetic Field on Microwave Impedance of Composite Films (CoFeB+SiO2) // International Conference on Next Generation Electronics (NEleX), Vellore, India. – 2023. – pp. 1-4.
2. L.N. Kotov, M.P. Lasek, V.S. Vlasov, et al. Effect of Magnetic Fields on the Microwave Impedance of FeCoB + SiO_2 Composite Films // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. –2022. – Vol. 86. – pp. 588–591.
3. V.S. Vlasov, L.N. Kotov, V.G. Shavrov, et al. Specific features of static and dynamic conduction of a composite film containing metal nanogranules in dielectric matrix // J. Commun. Technol. Electron. – 2014. – Vol. 59. – pp. 920–932.

УДК 537.636

Магнитоэлектрический эффект в двухслойной структуре на основе магнитных эластомеров в градиентном магнитном поле

Макарова Л.А.

к.ф.-м. н., кафедра магнетизма физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Малиновский Д.Н.

Кафедра магнетизма физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Макарьин Р.А.

Кафедра магнетизма физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Исаев Д.А.

Кафедра магнетизма физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Перов Н.С.

д.ф.-м.н., профессор кафедры магнетизма физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *Исследования магнитоэлектрического эффекта, наблюдаемого в мультиферроиках, активно развиваются. Улучшенные характеристики и новые эффекты в новых типах мультиферроиках позволяют расширить область их применений, например, при создании гибких электронных устройств и устройств для преобразования энергии. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной структуре на основе пьезополимера и магнитного эластомера наблюдается при изгибе структуры в градиентном магнитном поле. Использование в качестве наполнителя магнитного эластомера различных ферромагнитных нано- или микрочастиц изменяет полевую зависимость магнитной проницаемости эластомера и, как следствие, величину эффекта при различных внешних магнитных полях смещения.*

Ключевые слова: *магнитный эластомер, мультиферроик, пьезополимер, магнитоэлектрический эффект*

Magnetoelectric effect in the two-layered structure based on magnetic elastomers in gradient magnetic field

Makarova L.A.,

PhD, Physical Faculty, Lomonosov MSU

Malinovski D.N.,

Physical Faculty, Lomonosov MSU

Makarin R.A.,

Physical Faculty, Lomonosov MSU

Isaev D.A.,

Physical Faculty, Lomonosov MSU

Perov N.S.,

Dr.Sc., Professor, Physical Faculty, Lomonosov MSU

Annotation. *Research on the magnetoelectric effect observed in multiferroics is actively developing. Improved characteristics and new effects in new types of multiferroics allow to expand the field of their applications, for example, in the creation of flexible electronic and energy conversion devices. The magnetoelectric effect in a bilayer structure based on a piezopolymer and a magnetic elastomer is observed when the structure is bent in a gradient magnetic field. Filling the magnetic elastomer with different ferromagnetic nano- or microparticles changes the field dependence of the magnetic permeability of the elastomer and, consequently, the magnitude of the effect at different external magnetic bias fields.*

Keywords: *magnetic elastomer, multiferroics, piezopolymer, magnetoelectric effect*

Магнитоэлектрики, подкласс мультиферроиков, относятся к «умным» материалам и широко используются в сенсорах, устройствах магнитной памяти, преобразователях энергии, фильтрах, антеннах и т.д. Магнитоэлектрические композитные материалы содержат ферромагнитную и сегнетоэлектрическую компоненты. Магнитоэлектрическое преобразование заключается в способности индуцировать электрическую поляризацию при действии внешнего магнитного поля, и наоборот, изменять намагниченность под действием электрического поля.

Гибкие магнитоэлектрические элементы основаны на полимерных компонентах, и это позволяет расширить область их применения в качестве гибкой электроники, мягких магнитоактивных элементов в робототехнике, в биомедицинских приложениях. Самый часто используемый пьезополимер – поливинилинденфторид (ПВДФ), электроактивное состояние которого может быть реализовано в β-фазе. До недавнего времени в качестве ферромагнитного слоя использовались различные металлы, обладающие наибольшей магнитострикцией. Магнитные эластомеры стали альтернативой магнитострикционному слою в слоистых композитах.

Магнитный эластомер представляет собой мягкую полимерную матрицу с внедренными нано- или микрочастицами. Используя магнитный эластомер в качестве слоя в композите, в котором вторым слоем является пьезополимер, можно получить магнитоэлектрическое преобразование. Такой композит исследуется в конфигурации кантилевера, когда образец закреплен с одного конца. В зависимости от того, однородным или градиентным является внешнее магнитное поле, были исследованы механизмы изгиба структуры, в том числе в переменном магнитном поле. Недавно было показано, что уникальные магнитодеформационные свойства магнитного эластомера с микрочастицами позволяют получить магнитоэлектрический эффект в однородных магнитных полях [1]. При этом выраженный эффект магнитодеформации наблюдается в эластомерах с микрочастицами, поскольку частицы такого размера могут смещаться в упругой матрице, в отличие от наночастиц. Поэтому предполагается, что слоистый композит с магнитным эластомером на основе наночастиц в однородных магнитных полях не проявит магнитоэлектрического эффекта.

В градиентном магнитном поле изгиб магнитного эластомера происходит из-за силы, действующей на каждую магнитную частицу со стороны градиентного поля. При этом такая сила зависит только от величины градиента и величины магнитного момента. Смещение микрочастиц также может происходить, однако оно не является необходимым условием для изгиба слоя и, соответственно, всего образца. Поэтому предполагается, что

магнитоэлектрическое преобразование наблюдается в композитах с эластомерами с микро- и наночастицами.

В данной работе представлены экспериментальные результаты исследования двухслойных композитов на основе коммерчески доступной ПВДФ пленки с нанесенными обкладками и защитным покрытием и магнитными эластомерами различного состава. В качестве магнитных наполняющих частиц были использованы: микрочастицы железа, микрочастицы магнетита, наночастицы магнетита, наночастицы феррита кобальта. Магнитные свойства эластомеров и исходных магнитных частиц были измерены с помощью вибрационного магнитометра LakeShore 7400 при комнатной температуре. Магнитоэлектрический эффект был исследован с помощью установки, обеспечивающей зажим слоистого образца с одного конца, в градиентном переменном магнитном поле. Магнитное поле создавалось электромагнитом. Величина тока в электромагните, величина индуцируемого в ПВДФ слое напряжения синхронно контролировались с помощью системы микроконтроллеров Ардуино.

Было проведено численное моделирование изгиба двухслойной структуры в градиентном магнитном поле. Моделирование проводилось в среде Comsol Multiphysics. В модели была использована гибкая упругая пленка, закрепленная с одного конца. Статическая деформация пленки была исследована в градиентном магнитном поле, в зависимости от модуля упругости пленки, ее магнитной проницаемости и величины внешнего магнитного поля. Наглядно изгиб такой пленки в градиентном поле представлен на Рисунке 1.

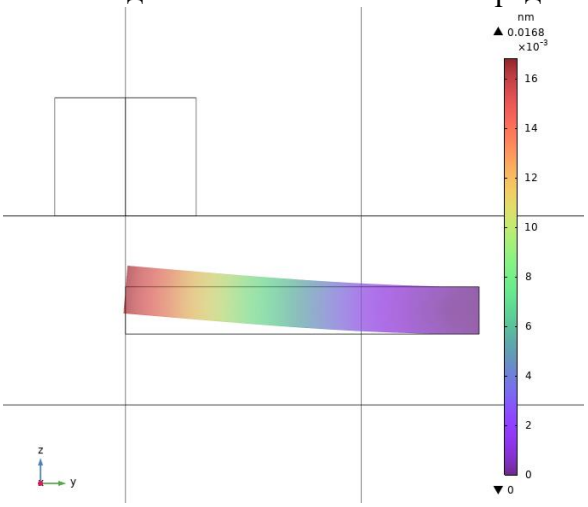


Рис. 1. Изгиб упругой магнитной пленки в градиентном магнитном поле, результат численного моделирования.

Было экспериментально подтверждено наличие магнитоэлектрического эффекта в структуре с магнитным эластомером на основе наночастиц. Результаты моделирования качественно согласуются с экспериментальными данными. Также моделирование позволило получить зависимость эффекта от типа магнитного наполнителя в магнитном эластомере.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10137.

Список использованной литературы:

1. D.V. Savelev et al.// Polymers – 2024. – V. 16(7) – P. 928.

УДК 537.633.9

Влияние направления намагниченности на магнитоэлектрические свойства структуры «бидоменный $LiNbO_3/Fe_{77}Co_4Si_8B_{11}$»

Турутин А.В.

к.ф.-м. н., зав. лаборатории «Функциональные низкоразмерные структуры» НИТУ МИСИС

Кубасов И.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры МПиД НИТУ МИСИС

Темиров А.А.

н.с. лаборатории Физики оксидных сегнетоэлектриков НИТУ МИСИС

Куц В.В.

м.н.с. лаборатории Физики оксидных сегнетоэлектриков НИТУ МИСИС

Кислюк А.М.

с.н.с. лаборатории Физики оксидных сегнетоэлектриков НИТУ МИСИС

Максумова Э.Э.

лаборант-исследователь лаборатории Физики оксидных сегнетоэлектриков НИТУ МИСИС

Малинкович М.Д.

к.ф.-м. н., доценкт кафедры МПиД НИТУ МИСИС

Пархоменко Ю.Н.

д.ф.-м.н., научный руководитель кафедры МПиД НИТУ МИСИС

Аннотация. *Миниатюризация и создание магнитоэлектрических (МЭ) МЭМС устройств требует изучения свойств тонких слоёв метгласа, которые получают методом магнтронного распыления мишени. В работе были изготовлены МЭ композитные структуры на основе бидоменного кристалла ниобата лития (b-LN) y+128°-среза и метгласа ($Fe_{77}Co_4Si_8B_{11}$). Плёнка метгласа толщиной 1,4 мкм была получена методом высокочастотного магнетронного распыления мишени. Проведено исследование влияния намагничивания МЭ структуры на квазистатическую зависимость МЭ коэффициента. Показана возможность управления МЭ коэффициентом и характером его зависимости от приложенного малого постоянного магнитного поля при предварительном намагничивании структуры в больших постоянных магнитных полях под разным углом. При намагничивании образца вдоль его длины квазистатическая зависимость МЭ коэффициента приобретает гистерезис с положением минимумов при ±15 Э. Также возрастает значение не нулевого МЭ коэффициент до 18 мВ/(см·Э) при H_{DC}= 0 Э.*

Ключевые слова: *тонкая плёнка метгласа, магнитоэлектрик, бидоменный ниобат лития, магнетронное распыление*

Influence of magnetization direction on the magnetoelectric properties of the "bidomain $LiNbO_3/Fe_{77}Co_4Si_8B_{11}$" structure

Turutin A.V.

PhD, head. laboratory "Functional low-dimensional structures" NUST MISIS

Kubasov I.V.

PhD, Associate Professor, Department of Medical and Pedagogical Studies, NUST MISIS

Temirov A.A.

researcher Laboratory of Physics of Oxide Ferroelectrics NUST MISIS

Kuts V.V.

junior researcher Laboratory of Physics of Oxide Ferroelectrics NUST MISIS

Kislyuk A.M.

senior researcher Laboratory of Physics of Oxide Ferroelectrics NUST MISIS

Maksumova E.E.

Laboratory Assistant-Researcher, Laboratory of Physics of Oxide Ferroelectrics, NUST MISIS

Malinkovich M.D.

PhD Sc., Associate Professor of the Department of MPiD, NUST MISIS

Parkhomenko Yu.N.

Doctor of Physics and Mathematics, Scientific Director of the Department of MP&D, NUST MISIS

Annotation. *Miniaturization and creation of magnetoelectric (ME) MEMS devices requires studying the properties of thin layers of metglas, which are obtained by magnetron sputtering. In this work, ME composite structures were fabricated based on a bidomain crystal of lithium niobate (b-LN) y+128°-cut and metglas ($Fe_{77}Co_4Si_8B_{11}$). A 1.4-μm-thick metal glass film was deposited using RF magnetron sputtering. A study was carried out of the influence of magnetization of the ME structure on the quasi-static dependence of the ME coefficient. It is possible to control the ME coefficient and the nature of its dependence on the applied small constant magnetic field by pre-magnetizing the structure in large constant magnetic fields at different angles. When a sample is magnetized along its length, the quasi-static dependence of the ME coefficient acquires hysteresis with the position of the minima at ±15 Oe. The value of the non-zero ME coefficient also increases to 18 mV/(cm Oe) at H_{DC} = 0 Oe.*

Keywords: *metglas thin film, magnetoelectric, bidomain lithium niobate, magnetron sputtering.*

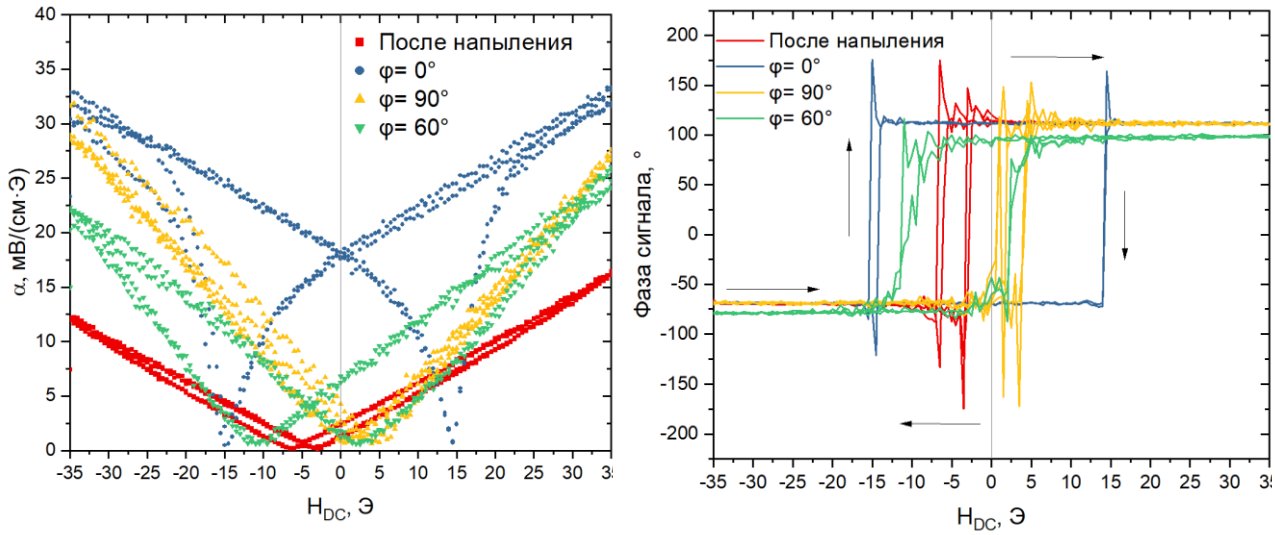
Композитные магнитоэлектрические (МЭ) материалы объединяют в себе магнитострикционный и пьезоэлектрический эффекты, что позволяет создавать на их основе приборы, способные с высокой эффективностью преобразовывать магнитный сигнал в электрический и наоборот. Уникальные свойства МЭ композитов могут быть применены для создания новых электронных устройств, например памяти с произвольным доступом, микромеханических МЭ антенн, СВЧ-фильтров, управляемых напряжением, резонаторов и фазовращателей, а также сверхчувствительных сенсоров магнитных полей [1]. В последние годы интенсивно развивается направление миниатюризации МЭ структур с применением микроэлектромеханических систем (МЭМС) и востребованных в этой области технологий: напыление тонких плёнок пьезоэлектрических и магнитострикционных материалов, утончение подложек и др. [2,3]. Важными задачами на пути получения МЭМС МЭ структур

являются: отработка технологии получения аморфных плёнок метгласа, изучение влияния параметров их получения и внешних воздействий (магнитного поля, температуры) на МЭ свойства композитных структур. Этому уделено мало внимания в современной периодической литературе. В настоящей работе мы изучили влияние приложенного постоянного магнитного поля под разным углом к МЭ структуре на квазистатический МЭ коэффициент. МЭ образец был получен при помощи напыления тонкой пленки метгласа на пьезоэлектрическую подложку.

В работе были изготовлены МЭ композитные структуры на основе бидоменного кристалла ниобата лития (b-LN) y+128°-среза и метгласа ($Fe_{77}Co_4Si_8B_{11}$). Размеры b-LN: длина 25 мм, ширина 5 мм, толщина 0,5 мм. Плёнка аморфного метгласа состава $Fe_{77}Co_4Si_8B_{11}$ осаждалась на верхнюю грань кристалла b-LN методом высокочастотного магнетронного распыления мишени $Fe_{77}Co_4Si_9B_{10}$. Толщина синтезируемого покрытия составила 1,4 мкм. Скорость осаждения метгласа составила 46,6 нм/мин. На нижнюю грань кристалла b-LN в качестве контактного слоя был нанесен Ti толщиной 100 нм методом постоянного магнетронного распыления мишени. Осаждение проводили в вакуумной технологической камере SUNPLA-40TM. Синтез метгласа проходил в атмосфере аргона с рабочим давлением 0,5 Па при мощности магнетрона 200 Вт, а температура подложки не превышала 40 °C, что позволило избежать формирования кристаллических фаз. Для характеризации структуры и состава пленок метгласа применялись методики рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (VersaProbe II spectrometer ULVAC-PHI) и просвечивающей электронной микроскопии (JEM 2100 JEOL).

В работе были проведены квазистатические измерения МЭ коэффициента для композитной структуры «Ti/b-LN/$Fe_{77}Co_4Si_8B_{11}$». В зависимости от направления намагничивания структуры внешним постоянным магнитным полем проведены измерения квазистатического МЭ коэффициента. Процесс намагничивания происходил в электромагните при постоянном магнитном поле 300 мТл. Угол φ задавался между направлением постоянного магнитного поля в электромагните и положением длинной стороны кристалла к приложенному полю. Для исследования были выбраны три угла: вдоль линий магнитного поля (0°), перпендикулярно к ним (90°) и под углом φ= 60°.

Квазистатические измерения МЭ коэффициента были проведены для образца сразу после осаждения метгласа и для каждого намагничивания под разным углом φ. Внешнее магнитное поле создавалось с помощью двух пар соосных катушек Гельмгольца, позволяющих одновременно прикладывать постоянное и переменное магнитные поля. При измерениях сигнал с генератора синхронного детектора MFLI (Zurich Instruments, Швейцария) усиливался при помощи широкополосного усилителя мощности (AETechron 7224) и передавался на катушки Гельмгольца, отклик с образца детектировался измерительным входом синхронного детектора. Квазистатические измерения проводились в диапазоне амплитуд от -35 Э до +35 Э с шагом 0,25 Э при приложении переменного магнитного поля амплитудой 0,1 Э на частоте 117 Гц. Результаты измерения представлены на рисунке 1.



(а) (б)

Рис. 1 – (а) Квазистатическая зависимость МЭ коэффициента от приложенного постоянного магнитного поля при разных углах намагничивания структуры. (б) Зависимость фазы МЭ сигнала от приложенного постоянного магнитного поля. Черные стрелки показывают направления прохода при измерение квазистатического МЭ коэффициента.

Зависимость МЭ коэффициента для образца после напыления не имеет выраженного гистерезиса, есть смещение характеристики по магнитному полю (около 5 Э). Смещение относительно нуля координат МЭ коэффициента возможно из-за механических напряжений, которые возникают при достаточно большой скорости роста плёнки метгласа. При таких скоростях может происходить образование столбчатой структуры [4]. При намагничивании образца вдоль его длины (φ= 0°) зависимость МЭ коэффициента от приложенного постоянного магнитного поля приобретает гистерезис с положением минимумов при ±15 Э. Также возрастает значение МЭ коэффициент до 18 мВ/(см·Э) при H_{DC}= 0 Э. Приложив постоянного магнитное поле перпендикулярно длинной стороне образца (φ= 90°), возможно уменьшить гистерезис зависимости МЭ коэффициента от приложенного постоянного магнитного поля, практически до состояния после напыления метгласа. Величину гистерезиса для зависимости МЭ коэффициента от приложенного магнитного поля наглядно показывает график фазы МЭ сигнала на рис. 1(б). Намагничивая образец под углом φ= 60°, было получено промежуточное состояние зависимости МЭ коэффициента от постоянного магнитного поля между начальным (после напыления) и при намагничивании образца под углом φ= 0°. Значение не нулевого МЭ коэффициент составило 7 мВ/(см·Э).

Таким образом, возможно управление МЭ коэффициентом и характером его зависимости от приложенного малого постоянного магнитного поля при предварительном намагничивание структуры в постоянных магнитных полях под разным углом. Такое свойство может быть интересно при создании элементов МЭ памяти или для МЭ сенсоров магнитных полей, т. к. структуры обладают гистерезисом, которым возможно управлять и имеют МЭ коэффициент без внешнего подмагничивания. Возникновение магнитного гистерезиса в слое аморфного метгласа не характерно для магнитомягких магнитострикционных плёнок. Подобная зависимость МЭ коэффициента типична для структур на основе кристаллического никеля [5], который обладает магнитным гистерезисом. Однако, структурный анализ показал, что полученная пленка $Fe_{77}Co_4Si_8B_{11}$ полностью аморфна. Появление гистерезиса в аморфных пленках метгласа возможно из-за высокой скорости роста структуры, что приводит к уменьшению плотности метгласа. Требуется более детальное исследование структуры полученных плёнок и магнитных свойств от технологических параметров осаждения метгласа.

Благодарность:

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00808, https://rscf.ru/project/22-19-00808/.

Список использованной литературы:

1. Liang X. et al. Roadmap on Magnetoelectric Materials and Devices // IEEE Trans Magn. – 2021. –Vol. 57. – № 8. – P. 1–57.
2. Liang X. et al. A review of thin-film magnetoelastic materials for magnetoelectric applications // Sensors (Switzerland). – 2020. –Vol. 20 – № 5.
3. Turutin A. V et al. Magnetoelectric MEMS Magnetic Field Sensor Based on a Laminated Heterostructure of Bidomain Lithium Niobate and Metglas // Materials. –2023. –Vol. 16. – № 2. – P. 484.
4. Shimada Y., Hasegawa T., Kojima H. Sputtering of FeCo-B amorphous films with soft magnetic properties // IEEE Trans Magn. – 1981. – Vol. 17. – № 2. – P. 1199–1203.
5. Huang T. et al. Self-Biased Magnetoelectric Ni/$LiNbO_3$/Ni Trilayers for Body-Embedded Electronic Energy Harvesters // Phys Rev Appl. – 2023. – Vol. 20. – № 3. – P. 034059.

В музыке нет ничего особенного. Надо просто ударять по правильным клавишам в правильное время – а инструмент играет сам.

Иоганн Себастьян Бах

Якоб Йорданс «Странствующие музыканты» (1650)

Секция 12. Магнитоакустика и магнитоупругие взаимодействия

УДК 537.86, 534.16

Влияние кристаллической магнитной анизотропии на СВЧ динамику магнитных и упругих колебаний в планарной трёхслойной структуре

Котов Л.Н.

Д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники,

Сыктывкарский государственный университет

Дианов М.Ю.

Старший преподаватель кафедры радиофизики и электроники,

Сыктывкарский государственный университет

Майбуров М.В.

Аспирант кафедры радиофизики и электроники,

Сыктывкарский государственный университет

Аннотация. *В настоящей работе проведено исследование линейной и нелинейной динамики магнитных и упругих колебаний в планарной трёхслойной магнитной структуре при воздействии на них постоянных и переменных магнитных полей для разных констант магнитной кристаллографической анизотропии. В работе показано, что рост констант магнитной анизотропии слоя приводит к увеличению амплитуды и к уменьшению частоты низкочастотных магнитных и упругих колебаний. Амплитуда магнитных и упругих колебаний на частоте СВЧ переменного магнитного поля при этом уменьшается с ростом констант магнитной анизотропии. Полученные результаты проведённых исследований можно использовать для создания новых магнитных материалов с уникальными СВЧ магнитными и упругими свойствами.*

Ключевые слова: *трёхслойные магнитные плёнки, СВЧ магнитное поле, магнитные и упругие колебания, магнитная кристаллическая анизотропия, магнитоупругая связь*

Influence of crystal magnetic anisotropy on the microwave dynamics of magnetic and elastic oscillations in a planar three-layer structure

Kotov L.N.

Dr.Sc., Professor, Head of the Department of Radiophysics and Electronics,

Syktyvkar State University

Dianov M.Yu.

Senior Lecturer at the Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Mayburov M.V.

Aspirant of the Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Annotation. *In this work, we study the linear and nonlinear dynamics of magnetic and elastic oscillations in a planar three-layer magnetic structure under the influence of constant and alternating magnetic fields for different constants of magnetic crystallographic anisotropy. The work shows that an increase in the magnetic anisotropy constants of the layer leads to an increase in the amplitude*

and a decrease in the frequency of low-frequency magnetic and elastic oscillations. The amplitude of magnetic and elastic oscillations at the frequency of a microwave alternating magnetic field decreases with increasing magnetic anisotropy constants. The results of the research can be used to create new magnetic materials with unique microwave magnetic and elastic properties.

Key words: *three-layer magnetic films, microwave magnetic field, magnetic and elastic vibrations, magnetic crystalline anisotropy, magnetoelastic coupling*

Исследования магнитных и упругих колебаний в многослойных магнитных структурах могут представлять собой большой практический интерес в связи с необходимостью дальнейшего уменьшения размеров структур и увеличения чувствительности к внешним полям, а также расширения рабочего диапазона частот [1, 2]. Планарные многонанослойные магнитные структуры и плёнки обладают большой универсальностью в проявлении квантовых магнитных свойств, включая спин-зависимое рассеяние, спиновое туннелирование, обменную анизотропию, орбитальную гибридизацию и наличие перпендикулярной магнитной анизотропии, управляемой внешними полями [1]. На основе реализации управления магнитными и упругими состояниями слоёв многослойных структур внешними электрическими и магнитным полями, возможно создание новых типов устройств записи, хранения и обработки данных, таких как, как оперативная память на основе многослойных структур и вычислительных устройств на мультифероидной логике. В настоящей работе проведено исследование линейной и нелинейной динамики магнитных и упругих колебаний в планарной трёхслойной магнитной структуре при воздействии на них постоянных и переменных магнитных полей. Свойства и характеристики трёхслойной магнитной структуры изменялись за счёт вариации констант кристаллической магнитной анизотропии K_1, K_2 одного слоя структуры, а также подбором релаксационных и резонансных частот упругой и магнитной подсистем всех слоёв.

В работе было изучено влияние магнитной кристаллографической анизотропии *r*-слоя на СВЧ динамику магнитных и упругих колебаний планарной трёхслойной магнитной структуры. Геометрия задачи была следующая: постоянное магнитное поле было направленно перпендикулярно плоскости слоёв структуры, а переменное магнитное было поляризовано по кругу и лежало в плоскости слоёв. Для решения задачи были использованы уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для описания магнитных колебаний, а также уравнения для упругих смещений для описания динамики упругих колебаний в слоях структуры [2,3]. Рассматривалось возбуждение поперечных упругих колебаний слоёв. Взаимодействие соседних магнитных слоёв определялось с помощью граничных условий. В результате была получена система дифференциальных уравнений, которая описывала динамику магнитных и упругих колебаний каждого слоя структуры. Внутренние параметры слоёв структуры выбирались близкими к параметрам кристаллов железо-иттриевого граната с примесью алюминия $Y_3Fe_{5-x}Al_xO_{12}$ с разным соотношением концентраций ионов алюминия и железа [4]. Для решения системы уравнений использовался метод Рунге-Кутта-Фельберга 4-5 порядков с нормировкой единичного вектора намагниченности $\boldsymbol{m}$ на каждом шаге. Магнитные и упругие колебания в слоях структуры возбуждались переменным магнитным полем на частоте f=2.5 ГГц. Толщина слоёв *p, d, r* выбиралась с учетом выполнения условий акустического резонанса, когда суммарная толщина всех трёх слоёв структуры равнялась половине длине упругой волны. Размагничивающее поле для всех слоёв выбиралось равным $H_p=4\pi M_S$=280 $Гс$, где намагниченность насыщения M_S =22.3 $Гс$ совпадала с намагниченностью кристалла $Y_3Fe_4Al_1O_{12}$ при комнатной температуре [4].

Были получены временные и частотные зависимости компонент единичного вектора намагниченности $\boldsymbol{m}$, а также портреты колебаний для *r*-слоя при разных параметрах магнитной анизотропии a=0, 0.1, 0.5, 1.2, 3.0 (рис.1*)*.

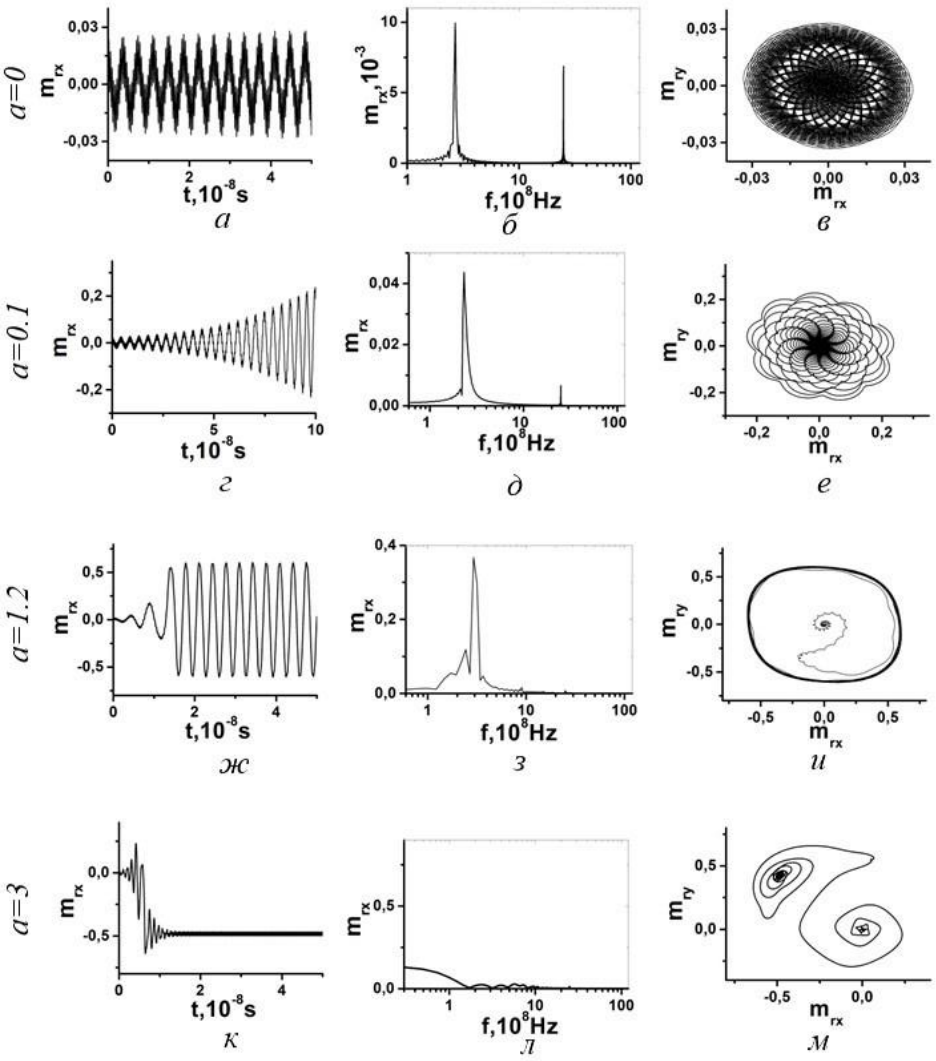


Рис. 1. Временные (а, г, ж, к) и частотные (б, д, з, л) зависимости компонент r-слоя m_{rx} и портреты колебаний (в, е, и, м) от параметра магнитной анизотропии a (значения a указаны слева от рисунков). Внутренние параметры r-слоя: $K_{1r} = a\cdot(-1.7\cdot10^3$ эрг·см$^{-3})$, $K_{2r}=a\cdot(-0.47\cdot10^3$ эрг·см$^{-3}$), B_{r2} $=6.96\cdot10^6$ эрг/см^3, $4\pi M_{0r}=280$ Гс, параметр магнитной диссипации $\alpha=0.1$, скорость затухания упругих колебаний $\beta=10^9 c^{-1}$, константа упругости $C_{44}=7.64\cdot10^{11}$ эрг·см$^{-3}$, плотность $\rho=5.17$ г/см^3. Толщины слоёв: $p=d=0.1$ мкм, $r=0.48$ мкм. Параметры магнитных полей: $f=2.5\cdot10^9$ Гц, $h_0=1$ Э, H_0 $=10$ Э.

Поведение амплитуд магнитных и упругих колебаний от времени и от частоты совпадало, что связано с выбором граничных условий. Поэтому здесь приведён анализ только для динамики магнитных колебаний. Константы магнитной анизотропии *r*-слоя определялись константами магнитной анизотропии *p*-слоя K_{1p}, K_{2p}, умноженными на параметр анизотропии *a*: $K_{1r} = a\cdot K_{1p}$ $=a\cdot(-1.7\cdot10^3$ эрг·см$^{-3})$, $K_{2r}= a\cdot K_{2p} = a\cdot(-0.47\cdot10^3$ эрг·см$^{-3}$). Из рис.1 видно, что при росте параметра магнитной анизотропии *a* от 0 до 3 амплитуды низкочастотных магнитных колебаний на частоте 0.2- 0.25 ГГц значительно увеличиваются, а амплитуды высокочастотных магнитных колебаний на частоте переменного поля 2.5 ГГц уменьшаются. При отсутствии магнитной анизотропии a=0, конец вектора намагниченности $\boldsymbol{M}$ движется по спирали, где каждый виток спирали представляет собой ломанную линию с большим количеством изломов. Центр спирали совпадает с направлением постоянного магнитного поля или с осью *Oz*. При увеличении параметра анизотропии *a* от 0 до 1.2, количество изломов уменьшается, и далее при больших *a* каждый виток спирали превращается в эллипс.

Расстояние между витками эллипса уменьшается со временем наблюдения колебаний, что соответствует максимальному удалению от оси *Oz* и приближению вектора намагниченности ***M*** к оси лёгкого намагничивания [111] слоя. Резонансная частота магнитных колебаний при разных постоянных магнитных полях H_0 с ростом параметра анизотропии a от 0.1 до 3 уменьшается, а при очень больших $a>3$ резко падает до нуля. Уменьшение резонансной частоты f_0 связано с уменьшением эффективного магнитного поля, действующего на магнитные моменты в слое за счёт роста поля магнитной анизотропии H_a:

$$f_0 = \gamma'(H_0-H_p+Ha),\ Ha=2K_1/M_S,\ K_1<0.$$

Анализ полученных временных зависимостей амплитуды магнитных колебаний показал, что рост констант магнитной кристаллографической анизотропии K_1 , K_2 слоёв структуры приводит к увеличению амплитуды и к уменьшению частоты низкочастотных магнитных и упругих колебаний. Амплитуда магнитных и упругих колебаний на частоте СВЧ переменного магнитного поля при этом уменьшается с ростом констант магнитной анизотропии K_1, K_2 слоёв структуры. Полученные результаты проведённых исследований можно использовать для создания новых магнитных материалов с уникальными СВЧ магнитными и упругими свойствами.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда, проект № 21-72-20048.

Список использованных источников:

1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов Ю.К. Стрейнтроника — новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах // УФН. – 2018. – Т. 188, № 12. – С. 1288-1330.
2. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе // Радиотехника и электроника. – 2009. – Т.54. – №7. – С. 863–874.
3. Котов Л.Н., Дианов М.Ю., Власов В.С., Асадуллин Ф.Ф. Особенности магнитоупругой СВЧ динамики трехслойной структуры // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2022. Т. 86. № 8. С. 1707-1709.
4. Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах) / Л.: Наука, 1991. 149 с.

УДК 53.08, 534.29

Влияние толщины субмикронной ферромагнитной пленки на акустическое возбуждение спиновых волн

Ползикова Н.И.

д.ф-м.н., г.н.с. Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

Алексеев С.Г.

к.ф-м.н., с.н.с. Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

Раевский А.О.

к.ф-м.н., с.н.с. Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

Никитов С.А.

д.ф-м.н., г.н.с. Института радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *Теоретически исследовано влияние толщины пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) в составе композитного многочастотного резонатора объемных акустических волн со структурой ZnO- ГГГ- ЖИГ/Pt на эффективности акустического возбуждения спиновых волн и спиновой накачки. Обоснована возможность электрического возбуждения (при помощи пьезопреобразователя) и электрического детектирования (с помощью спиновой накачки) спин-волновых резонансов в микронных и субмикронных пленках ЖИГ.*

Ключевые слова: *акустические спиновые волны, спиновая накачка, пьезоэлектрик, ферромагнетик, резонатор объемных акустических волн*

Influence of submicron ferromagnetic film thickness on acousticaly driven spin waves

Polzikova N.I.

Dr.Sci., principal investigator,
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Alekseev S.G.

Cand.Sci., senior investigator,
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Raevskiy A.O.

Cand.Sci., senior investigator,
Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Nikitov S.A.

Dr.Sci., principal investigator,
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Annotation. *The influence of the yttrium iron garnet (YIG) film thickness as part of a composite multifrequency bulk acoustic wave resonator with a ZnO-YGG-YIG/Pt structure on the efficiencies of acoustic excitation of spin waves and spin pumping has been theoretically studied. The possibility of electrical excitation (using a piezoelectric transducer) and electrical detection (using spin*

pumping) of spin-wave resonances in micron and submicron YIG films is substantiated.

Keywords: *acoustic spin waves, spin pumping, piezoelectric, ferrimagnet, bulk acoustic wave resonator*

Магнон - фононные взаимодействия в различных микро- и наноструктурах привлекают большой научный интерес. Взаимодействие фононов и магнонов в ограниченных магнитоупорядоченных средах отличается от такового в приближении бесконечной среды. В условиях фононного и/или магнонного конфайнмента эффективность магнон-фононного взаимодействия может усиливаться, что, в частности, приводит к изменению резонансных частот в спектрах магнонов и фононов. Последнее оказывается наиболее сильным в области магнитных полей и частот ($H_{МУР}$, $f_{МУР}$), соответствующих магнитоупругому резонансу (МУР). Гибридные магнон-фононные твердотельные слоистые структуры содержат помимо магнитоупорядоченных другие упругие среды, такие как диэлектрики, пьезоэлектрики, проводники. Резонансные условия для упругих колебаний – акустических волн (АВ) – сводятся к отсутствию нормальных напряжений на свободных поверхностях структуры. При этом должны быть учтены все вклады от распространяющихся в гибридной структуре АВ, с учетом их отражений и преломлений на границах всех слоев. Для магнитных колебаний – спиновых волн (СВ) – резонансные частоты $f_{СВ}$ задаются условиями на намагниченность только на границах ферромагнитных (ФМ) слоев. В то же время, благодаря магнон-фононным взаимодействиям спектр СВ также оказывается чувствительным ко всем другим слоям структуры.

В работах [1-5] мы продемонстрировали эффективное пьезоэлектрическое возбуждение как линейных, так и параметрических «акустических» спиновых волн (АСВ) в гиперзвуковом резонаторе объемных волн (HBAR – High overtone Bulk Acoustic wave Resonator) со слоистой пленочной структурой пьезоэлектрик – ФМ – подложка – ФМ/Pt Кроме того, теоретически и экспериментально, было показано [2-5], что вышеописанный HBAR является эффективным источником спинового тока $\mathbf{j}_s$ на границе ЖИГ/Pt, который конвертируется в ток проводимости в Pt благодаря обратному спиновому эффекту Холла (ISHE). Функциональные частотные, магнитополевые и мощностные (f, H, P) зависимости напряжения U_{ISHE} (f, H, P) на платине и коэффициента отражения S_{11}(f, H, P) от электродов пьезопреобразователя отражают результат прямого и опосредованного электрического детектирования АСВ (как линейных, так и параметрических) и содержат информацию о спиновой динамике и магнитных параметрах ФМ. В предыдущих расчетах рассматривались достаточно толстые ФМ-пленки (единицы и даже десятки микрон), что соответствовало нашим экспериментальным структурам HBAR. В теоретической работе [5] анализ влияния толщины ФМ-пленки на эффективность спиновой накачки показал сильное влияние толщины пленки s на модовый состав АСВ и акустическую спиновую накачку в многочастотных HBAR.

В настоящей работе мы теоретически исследуем влияние толщины тонкого (от субмикронного до микронного) магнитоупругого слоя на модовый состав и эффективность возбуждения АСВ и создаваемой ею спиновой накачки. При этом благодаря неоднородному характеру возбуждающего эффективного магнитного поля упругой природы, высшие моды СВР могут возбуждаться с эффективностью, сравнимой с эффективностью основной моды.

Рассматривается слоистая структура HBAR: Al/ZnO/Al – ГГГ– ЖИГ/Pt, подробно описанная в [5], и аналогичная экспериментальным структурам [2-4]. Пьезопреобразователь Al/ZnO/Al (пьезоэлектрическая пленка между двумя тонкопленочными электродами) располагается на плоскопараллельной диэлектрической подложке с высокой акустической добротностью из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). На другой стороне подложки находится пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ) с нанесенной на нее тонкой пленкой платины. Считаем, что пленка ЖИГ намагничена до насыщения, $4\pi M_0$=845 Гс, во внешнем тангенциальном однородном магнитное поле $\mathbf{H} \parallel O\mathbf{z}$. Для расчетов использовались следующие типичные значения толщин: подложка ГГГ (d =500 мкм), пленка ZnO (l = 3 мкм) и полоска Pt

(12-10 нм).

К электродам прикладывается высокочастотное напряжение частоты f, которое благодаря пьезоэффекту возбуждает АВ, распространяющиеся перпендикулярно к слоям структуры в направлении Ox. В пленке ЖИГ эти АВ могут сопровождаться колебаниями намагниченности – АСВ. В линейном режиме АСВ возбуждаются на частотах акустических резонансов f_m многочастотного HBAR при условии их соответствия частотам СВ, $f_{СВ}(H)$, в заданном магнитном поле H. Постоянное напряжение U_{ISHE}, генерируемое на платиновой полоске, возникает в результате комбинации двух эффектов: спиновой накачки – преобразования спинового углового момента АСВ в постоянный спиновый ток j_s на границе с немагнитным металлом, и ISHE – конвертации тока j_s в ток проводимости [6, 7]. При этом справедлива зависимость $U_{ISHE} \propto \theta^2$, т.е., напряжение напрямую связано с углом прецессионного конуса намагниченности $\theta = \sqrt{\mathrm{Im}[m_x^*(x_0)m_y(x_0)/M_0^2]}$, где $m_{x,\ y}(x_0)$ – компоненты переменной намагниченности на границе раздела слоев ЖИГ/Pt при $x=x_0$. Поэтому измерение напряжения U_{ISHE} широко используется как метод исследования магнитной динамики, в том числе для детектирования как линейных, так и параметрических АСВ.

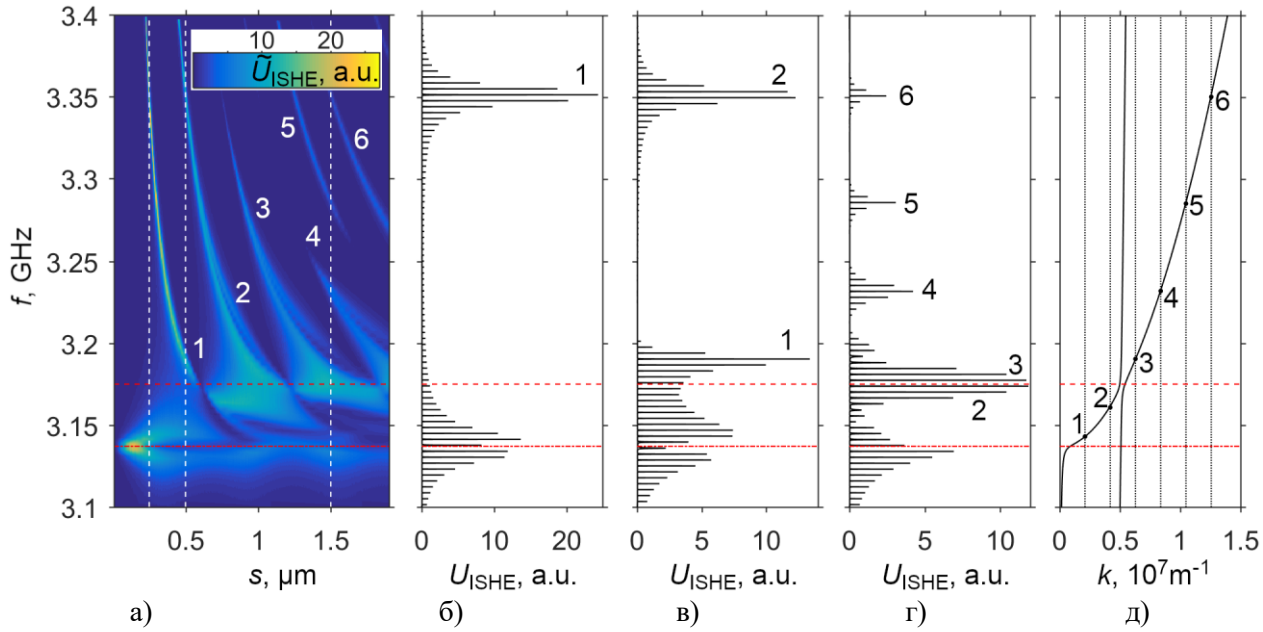


Рис. 1. Огибающая сигнала напряжения $\tilde{U}_{ISHE}(f, s)$ в зависимости от частоты и толщины ФМ-пленки (а), белые штриховые линии соответствуют толщинам s =0.25, 0.5, 1.5 мкм, для которых приведены амплитудно-частотные характеристики $U_{ISHE}(f)$ на (б), (в), (г); дисперсионная зависимость f(k) для связанных магнитоупругих волн; вертикальные пунктирные линии соответствуют волновым числам СВР k_n (s = 1.5 мкм) и n = 1-6 (д). Красные линии: пунктир– $f_{МУР}$, штрих пунктир – $f_{ФМР}$; цифры соответствуют СВР с номерами n = 1-6.

Далее на рис.1 мы приводим результаты расчета зависимости U_{ISHE} от толщины магнитной пленки s. Для нахождения $m_{x,\ y}$ используется подход, основанный на решении уравнений движения во всех слоях структуры при соответствующих граничных условиях [3, 5]. На рис. 1 (*б – г*), показаны нормированные частотные зависимости $U_{ISHE}(f)$ для трех толщин пленки YIG. Данные нормированы на максимальное значение напряжения для толстой пленки толщиной 30 мкм, которая использовалась в эксперименте [5]. Все зависимости получены для магнитного поля H = 740 Э. Зависимости $U_{ISHE}(f)$ имеют вид узких пиков, соответствующих частотам резонансов HBAR f_m. Эти пики сгруппированы вблизи частот, соответствующим

частотам спин-волновых резонансов $f_{CBn,} \approx f_{CB}(k= k_n=\pi n/s)$, где $f_{CB}(k)$ -- закон дисперсии спиновой волны (см. рис. 1 (*∂*)). На рис. 1 (*a*) показана огибающая сигнала напряжения $\tilde{U}_{ISHE}(f, s)$ в зависимости от частоты и толщины ФМ-пленки. Расположение максимумов сигналов напряжения на плоскости (*f, H*) соответствует положению частот СВР $f_{CB}(k_n)$. Здесь n = 0, 1, …6, причем $f_{CB}(k_0) = f_{ФМР}$. Так как эффективное магнитное поле для возбуждения СВР создается акустической волной и является неоднородным по толщине пленки, то высшие моды СВР (как четные, так и нечетные) могут возбуждаться с эффективностью, сравнимой с эффективностью основной моды. В то же время, как видно из рис. 1 (*a*), наблюдаются запрещенные зоны: при определенных значениях *s* оказывается возможным возбуждение только четных или только нечетных мод.

Отметим, что для субмикронных пленок обратное влияние АСВ на упругую подсистему всей структуры HBAR становится слабым и проявляется только при непосредственном совпадении одного из резонансов многочастотного HBAR с СВ-резонансом, $f_m= f_{CBn}$. Это затрудняет (но не исключает), возможность опосредованного детектирования АСВ по изменению спектра коэффициента отражения $S_{11}(f, H)$. В то же время эффективность возбуждения АСВ в виде СВР (включая и ФМР) не только не уменьшается, но и возрастает при уменьшении толщины пленки до определенного предела.

Представленные результаты свидетельствуют о значительном влиянии толщины пленки ЖИГ на эффективность акустического возбуждения спиновых волн и создаваемой ими спиновой накачки. Показана возможность электрического возбуждения (при помощи пьезоэлектрической пленки ZnO) и электрического детектирования (с помощью спиновой накачки) толщинных СВР в микронных и субмикронных пленках ЖИГ.

Работа выполнена в рамках государственного задания «Спинтроника-2».

Список использованных источников:

1. Alekseev S. et al. All Acoustical Excitation of Spin Waves in High Overtone Bulk Acoustic Resonator //Acoustics. – 2023. – V. 5, №1. – P. 268-279.
2. Polzikova N. I. et al. Frequency and magnetic field mapping of magnetoelastic spin pumping in high overtone bulk acoustic wave resonator // AIP Advances. – 2018. – V.8. – №5. – P. 056128.
3. Polzikova N.I. et al. Acoustic excitation and electrical detection of spin waves and spin currents in hypersonic bulk waves resonator with YIG/Pt system //J. Magn. and Magn. Mater. – 2019. – V. 479. – P. 38–42.
4. Alekseev S.G. et al. Magnons Parametric Pumping in Bulk Acoustic Waves Resonator//Appl. Phys. Lett. – 2020. – V. 117, № 7. –P. 072408-1–072408-5.
5. Alekseev S. G., et al. Yttrium Iron Garnet Thickness Influence on the Spin Pumping in the Bulk Acoustic Wave Resonator //Journal of Communications Technology and Electronics. – 2019. – Vol. 64. – No. 11. – pp. 1318–1322.
6. Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G.E.W. Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 88. – P.117601.
7. Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G. Conversion of spin current into charge current at room temperature: inverse spin-Hall effect // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 88. – P. 182509.

УДК 538.9, 537.634.2

Магнитоупругая динамика пластины при двухчастотном возбуждении магнитным полем

Плешев Д.А.

к.ф.-м.н., доцент, Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет имени С.М. Кирова

Асадуллин Ф.Ф.

д.ф.-м.н., профессор, Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет имени С.М. Кирова

Власов В.С.

к.ф.-м.н., Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет имени С.М. Кирова

Щеглов В.И.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *В работе рассмотрена возможность детектирования комбинированного двухчастотного воздействия переменным магнитным полем в ферритовой пластине. Определены режимы колебаний намагниченности и упругого смещения. Проведена оценка эффективности возбуждения на разностной частоте упругих колебаний при различных условиях.*

Ключевые слова: *детектирование, нелинейные явления, магнитоупругие колебания*

The plate magnetoelastic dynamics under two-frequency excitation by a magnetic field

Pleshev D.A.

Ph.D., Associate Professor, St. Petersburg State Forestry University named after S. M. Kirov

Asadullin F.F.

Dr.Sc., professor, St. Petersburg State Forestry University named after S. M. Kirov

Vlasov V.S.

Ph.D., St. Petersburg State Forestry University named after S. M. Kirov

Shcheglov V.I.

Ph.D., Senior Researcher, Institute of Radio Engineering and Electronics named after V.A. Kotelnikov RAS

Annotation. *The paper considers the possibility of detecting the effect of an alternating magnetic field at two frequencies in a ferrite plate. The amplitude-frequency characteristics of magnetization oscillations and elastic displacement are determined. The efficiency of elastic oscillations excitation at a difference frequency under various conditions was assessed.*

Keywords: *detection, nonlinear phenomena, magnetoelastic oscillations*

Введение

Магнитострикционные преобразователи на основе ферритовых материалов с высокой добротностью, такие как ЖИГ (железоиттриевый гранат), могут использоваться для детектирования СВЧ акустических, магнитных и лазерных импульсов [1-3].

В работе рассматривается возможность детектирования СВЧ-сигнала при использовании магнитострикционного преобразователя в случае комбинированного двухчастотного воздействия. Проведен анализ влияния напряженности переменного поля и расстройки частот акустического резонанса и разностной частоты возбуждения.

Постановка задачи

Плоскопараллельная магнитоупругая пластина, представленная на рис. 1, материал которой обладает кубической кристаллографической симметрией, помещена в постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0$. Переменное магнитное поле $\mathbf{h}_0$ лежит в плоскости пластины и поляризовано по кругу, а постоянное ориентировано вдоль направления оси Oz декартовой системы координат, аналогично случаю, рассмотренному в работе [4].

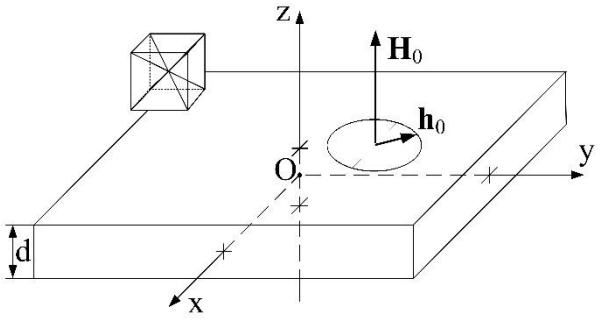


Рис. 1. Геометрия задачи

Для снижения сложности задачи были приняты следующие упрощения:

- прецессия намагниченности в объеме пластины однородна;
- колебаниями намагниченности не связаны с компонентой упругих колебаний $u_z = 0$.

Плотность энергии пластины:

$$U = -M_0 h_x m_x - M_0 h_y m_y - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + 2c_{44}\left(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2\right) + \\ + 2B_2\left(m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}\right), \quad (1)$$

где m_x, m_y, m_z – компоненты нормированного вектора намагниченности, M_0 – намагниченность насыщения; c_{44} – константа упругости; B_2 – магнитоупругая константа.

Уравнения динамики магнитной и упругой подсистем:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma|\left[\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{eff}\right] + \frac{\alpha}{M}\left[\mathbf{M}\times\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}\right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \mathrm{u}_{x,y}}{\partial \mathrm{t}^2} = -2\beta\frac{\partial\, \mathrm{u}_{x,y}}{\partial \mathrm{t}} + \frac{c_{44}}{\rho}\cdot\frac{\partial^2 \mathrm{u}_{x,y}}{\partial z^2}, \quad (3)$$

где γ – гиромагнитная постоянная, α – затухание Гильберта, ρ – плотность материала пластины, β – параметр упругого затухания, $u_{x,y}$ – компоненты упругого смещения.

Постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0 = 2750$ Э. Тогда в линейном режиме частота ферромагнитного резонанса (ФМР) $f_{fmr} = 2800$ МГц. Магнитная подсистема возбуждается переменным магнитным полем h_0, образованного одновременным воздействием гармонических магнитных колебаний на двух частотах f_1 и f_2 и лежащим в плоскости пленки. Частоты f_1 и f_2 отклонены относительно частоты ФМР f_{fmr} симметрично и отклонение $\Delta f = 100$ МГц, а разностная частота $f_{raz} = 200$ МГц.

Параметры материала, используемые при расчете, соответствуют монокристаллическому ЖИГ. Параметры затухания $\alpha = 0{,}02$; $\beta = 10^8$ с$^{-1}$ выбраны больше

реальных параметров, чтоб обеспечить быструю релаксацию.

Амплитуда напряженности переменного магнитного поля $\mathbf{h}_0$ меняется в диапазоне от 0.01 Э до 1000 Э, а толщина пластины d меняется в диапазоне от 0,34325 мкм до 19,222 мкм.

Результаты

Анализ динамики компонент вектора намагниченности показал, что увеличение амплитуды напряженности $\mathbf{h}_0$ не приводит к существенным нелинейным эффектам в характере колебаний намагниченности. Амплитуда компоненты m_x растет экспоненциально при увеличении $\mathbf{h}_0$ с незначительными флуктуациями. Изменение толщины пластины также не оказывает влияния на динамику и характеристики колебаний намагниченности, за исключением области, в которой частота ФМР равна частоте акустического резонанса f_{ar} при $d = 6{,}865 \cdot 10^{-5}$ см.

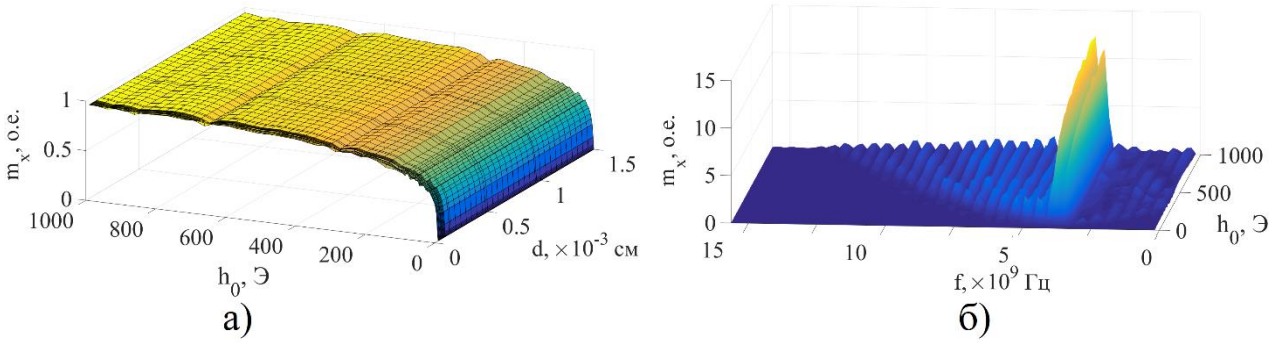


Рис. 2. (а) –амплитуды компоненты m_x вектора намагниченности; (б) - спектр компоненты m_x.

Спектры колебаний компоненты m_x намагниченности демонстрируют, что основные колебания магнитной подсистемы реализуются на двух частотах f_1 и f_2 комбинированных сигналов. При этом возникают комбинационные колебания как в области высоких, так и в области низких частот. Амплитуды сателлитов меньше 1/4 амплитуд на частотах f_1 и f_2.

Рассмотрим динамику упругих колебаний (рис. 2а).

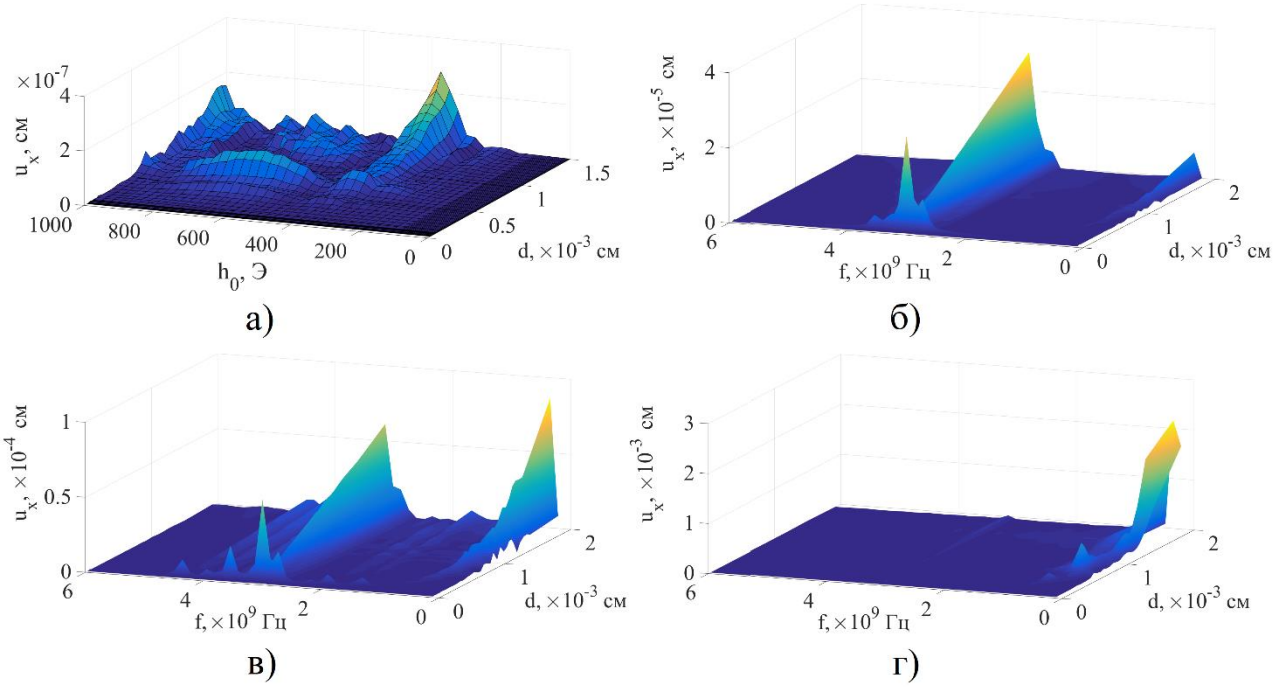


Рис. 2. (а) –амплитуды компоненты u_x упругих колебаний; спектры компоненты u_x при напряженности переменного поля h_0: (б) – 10 Э, (в) – 100 Э, (г) – 300 Э.

При значениях напряженности переменного магнитного поля h_0 = 375 Э, в диапазоне

$500 \le h_0 \le 850$ Э, и выше $h_0 = 900$ Э наблюдается существенное увеличение амплитуды колебаний компоненты u_x упругого смещения (рис. 2а), что свидетельствует об изменении режимов колебаний, аналогично работе [4].

При увеличении толщины пластины наблюдается рост амплитуды упругих колебаний, который в грубом приближении можно аппроксимировать степенной функцией. Однако наблюдается ряд аномалий. В окрестности толщины пластины равной $6{,}865 \cdot 10^{-5}$ см, что соответствует равенству собственной частоты акустического резонанса пластины f_{ar} и частоты ФМР f_{fmr}. А также в окрестностях толщин $6{,}5 \cdot 10^{-4}$ см и $4 \cdot 10^{-4}$ см, что соответствует областям вблизи разностной и удвоенной разностной частоты с значительным смещением порядка 100 МГц, обусловленным существенной нелинейностью системы. Однако данный вопрос требует уточнения, и авторы предполагают посвятить этому отдельную работу.

Результат исследования амплитудно-частотных характеристик упругих колебаний (рис. 2б, в, г) позволяет судить о том, что эффективное возбуждение, возможно лишь при условии полного или кратного совпадения с разностной частотой. Исключением, как было указано выше, является увеличение амплитуды колебаний при совпадении f_{fmr} и f_{ar}.

На рис. 2б, в, г видно, что при увеличении напряженности переменного поля амплитуды колебаний на частоте возбуждения не испытывают значительных изменений, в то время как колебания на разностной частоте, совпадающие с частотой акустического резонанса пластины, увеличиваются больше чем на порядок величины. Границей эффективности для указанных физических характеристик пластины и условий возбуждения является амплитуда переменного магнитного поля $h_0 = 100$ Э (рис. 2в), когда разница амплитуд не превышает 20% их величины.

Заключение

В работе проведено исследование зависимости динамики упругой подсистемы при двухчастотном возбуждении от напряженности переменного поля и толщины пластины. Рассмотрена возможность детектирования комбинированных сигналов на основе магнитострикционных свойств пластины. Выявлено, что расстройка частоты акустического резонанса и частоты возбуждения не оказывает существенного влияния на колебания намагниченности. Определены характерные области режимов упругих колебаний и условия детектирования СВЧ сигналов. Показано, что эффективная генерация колебаний упругой подсистемы на разностной частоте возможна при значительном уровне возбуждения, соответствующем амплитуде переменного магнитного поля больше 100 Э.

Список использованных источников

1. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах – Москва, Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1960. – 407 с.
2. Kikuchi E. The ultra-sound converters. – Moscow, Mir. 1972.
3. D. A. Pleshev, F. F. Asadullin, V. S. Vlasov et al. The Character and Structure of Oscillations of Magnetization and Elastic Displacement Components in a Film under Amplitude-Modulated Excitation // The Physics of Metals and Metallography. – 2022. – Vol. 123, No. 3. – P. 276-281.
4. Власов В.С., Плешев Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвуковых колебаний в ферритовой пластине в условиях комбинированного воздействия на двух частотах. Часть 2. Вариация постоянного поля.// Журнал радиотехники [электронный журнал]. – 2021. – №10.

УДК 538.955

Магнитоупругие эффекты в пленке бората железа на изоструктурной диамагнитной подложке

Прилепский Д.Ю.

аспирант, ФГАОУ ВО «КФУ имени В.И. Вернадского», Симферополь

Стругацкий М.Б.

заведующий кафедрой, д.ф.-м.н., профессор, ФГАОУ ВО «КФУ имени В.И. Вернадского», Симферополь

Ягупов С.В.

заведующий лабораторией, ФГАОУ ВО «КФУ имени В.И. Вернадского», Симферополь

Могиленец Ю.А.

к.ф.-м.н., старший преподаватель, ФГАОУ ВО «КФУ имени В.И. Вернадского», Симферополь

Селезнева К.А.

к.ф.-м.н., доцент, ФГАОУ ВО «КФУ имени В.И. Вернадского», Симферополь

Дровосеков А.Б.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физических проблем имени П.Л. Капицы РАН, Москва

Клява Я.

д.ф.-м.н., профессор, LOMA, UMR 5798 Université de Bordeaux-CNRS, Talence, France

Аннотация. *Работа посвящена изучению магнитоупругой энергетической щели* H_Δ^2 *в низкочастотной ветви АФМР синтезированной нами тонкой магнитной пленки бората железа,* $FeBO_3$ *– тригонального антиферромагнетика со слабым ферромагнетизмом. В экспериментах АФМР обнаружено рассогласование в значениях* H_Δ^2 *для пленки и массивного кристалла* $FeBO_3$. *Построена теория, включающая в термодинамический потенциал, наряду со стандартными магнитоупругими инвариантами, новые инварианты высших порядков. Такой подход обеспечил адекватный учет механических напряжений, возникающих из-за несоответствия параметров решетки пленки и подложки и позволил описать соответствующие экспериментальные результаты.*

Ключевые слова: *борат железа, магнитоупругие взаимодействия и эффекты, тонкие магнитные пленки*

Magnetoelastic effects in iron borate film on isostructural diamagnetic substrate

Prilepsky D.Yu.

PhD student, Physics and Technology Institute, Crimean Federal University, Simferopol

Strugatsky M.B.

Head of Department, Dr.Sc., Professor, Physics and Technology Institute, Crimean Federal University, Simferopol

Yagupov S.V.

Head of Laboratory, Physics and Technology Institute, Crimean Federal University, Simferopol

Mogilenec Yu.A.

Ph.D., Senior Lecturer, Physics and Technology Institute, Crimean Federal University, Simferopol

Seleznyova K.A.

Ph.D., Associate Professor, Physics and Technology Institute, Crimean Federal University, Simferopol

Drovosekov A.B.

Ph.D., P.L. Kapitza Institute for Physical Problems RAS, 2 ul. Kosygina, Moscow

Kliava J.

Dr.Sc., Professor, LOMA, UMR 5798 Université de Bordeaux-CNRS, Talence, France

Annotation. *The magnetoelastic energy gap* H_Δ^2 *, of the low-frequency AFMR mode has been studied for our synthesized thin magnetic film of iron borate* $FeBO_3$*, a trigonal antiferromagnet with weak ferromagnetism.* Our *AFMR experiments have revealed a discrepancy in* H_Δ^2 *values for the film and bulk* $FeBO_3$ *crystal. A theory has been developed that includes in the thermodynamic potential, besides usual ones, new magnetoelastic invariants of higher orders. This allows to appropriately account for mechanical stresses arising in the film because of discrepancy between its lattice constants and those of a substrate, and adequately describe related experimental results.*

Keywords: *iron borate, magnetoelastic interactions and effects, thin magnetic films*

Особенности кристалломагнитной структуры бората железа $FeBO_3$ – тригонального легкоплоскостного антиферромагнетика со слабым ферромагнетизмом, – обусловливают возникновение в этом соединении аномально сильной магнитоупругой связи. Следствием последней являются новые магнитные и акустические эффекты [1, 2], а также существенное влияние граничных условий на упругую и магнитную динамику [1].

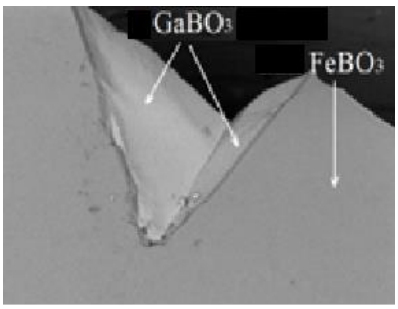


Рис. 1. Пленка $FeBO_3$ *на диамагнитной подложке* $GaBO_3$

Механические граничные условия весьма существенны для синтезированных нами тонких магнитных плёнок бората железа на изоструктурных диамагнитных подложках бората галлия (рис. 1) [3]. Рентгенодифракционные данные свидетельствуют о несоответствии параметров решеток пленки и подложки ~ 2 %, что должно приводить к значительным напряжениям. Проведенные в настоящей работе исследования АФМР магнитной пленки бората железа показали, что магнитоупругая щель H_Δ^2 в выражении для низкочастотной ветви АФМР, $n = g\left[H\left(H+H_D\right)+H_\Delta^2\right]^{1/2}$ (H – внешнее магнитное поле, H_D – поле Дзялошинского) в пленке значительно увеличена по сравнению с массивным монокристаллом $FeBO_3$. Такое увеличение обусловлено существенными деформациями, возникающими из-за несоответствия параметров решеток пленки и подложки [4]. Для адекватного учета деформаций, u, мы предположили, что от них линейным образом зависят магнитоупругие константы кристалла: $B'_{ijkl} = B_{ijkl} + S_{ijklmn}u_{mn}$ [4]. Такая зависимость должна заметным образом проявляться для сравнительно больших деформаций, значительно превосходящих магнитострикционные ~ 10^{-5}. Отметим также, что приведенная зависимость $B'(u)$ позволяет описать температурную зависимость магнитоупругих констант [4]. Зависимость $B'(u)$ фактически означает, что в термодинамическом потенциале кристалла, наряду со стандартными магнитоупругими инвариантами $B_{ijkl}l_i l_j u_{kl}$, линейными по компонентам тензора деформаций и квадратичными по компонентам антиферромагнитного вектора $\boldsymbol{l}$, следует использовать новые магнитоупругие инварианты высших порядков вида $S_{ijklmn}l_i l_j u_{kl}u_{mn}$. Применяя операции симметрии точечной группы D_{3d} кристалла, мы нашли полный набор таких инвариантов [5], которые в сумме определяют добавку к термодинамическому потенциалу кристалла.

В настоящей работе произведен расчет низкочастотной энергетической щели при воздействии на кристалл значительных напряжений и учете новых инвариантов:

$$\begin{aligned} H_\Delta^2 = {} & H_E H_1 + H_E H_2 \cos 2j \ + H_E H_3 \cos^2 2j \\ & - H_E H_4 \sin 2j \ + H_E H_5 \sin^2 2j \ + H_E H^{hex} \cos 6j \end{aligned} \qquad (1)$$

где H_i – полученные нами выражения для эффективных полей механических напряжений, H_E и H^{hex} – эффективные поля обмена и гексагональной кристаллографической анизотропии, φ – угол между внешним магнитным полем и осью второго порядка.

Выражение (1) позволило интерпретировать экспериментальные результаты по увеличению магнитоупругой щели H_Δ^2 в плёнке $FeBO_3$ по сравнению с соответствующим монокристаллом. Хорошее согласие между теорией и экспериментом имеет место при

варьировании магнитоупругих констант S_{ijklmn} в интервале $10^9 \div 10^{10}$ эрг/см^3. Стандартные магнитоупругие константы B_{ijkl} имеют порядок величины 10^7 эрг/см^3. Это делает обоснованным учет в нашей теории слагаемых $S_{ijklmn}u_{mn}$ при значительных деформациях.

Таким образом, настоящая работа открывает новый подход к учёту возможных механических деформаций при интерпретации результатов различных, прежде всего спектроскопических, экспериментов в кристаллах с сильной магнитоупругой связью.

Список использованных источников:

1. Mitsay Yu.N., Skibinsky K.M., Strugatsky M.B., Korolyuk A.P., Tarakanov V.V., Khizhnyi V.I. Gakel-Turov oscillations in iron borate // J. Magn. Magn. Mater. – 2000. – 219. – P. 340.
2. Afanasiev D., Razdolski I., Skibinsky K.M., Bolotin D., Yagupov S.V., Strugatsky M.B, Kirilyuk A., Rasing Th., Kimel A.V. Microscopic theory for coupled magnetization and lattice dynamics // Phys. Rev. Lett. – 2014. – 112. – P. 1–5.
3. Yagupov S., Strugatsky M., Seleznyova K., Mogilenec Yu., Milyukova E., Maksimova E., Nauhatsky I., Drovosekov A., Kreines N., Kliava J. Iron borate films: Synthesis and characterization // J. Magn. Magn. Mater. – 2016. – 417. – P. 338–343.
4. Seleznyova K., Mogilenec Yu., Prilepsky D., Strugatsky M., Yagupov S., Drovosekov A., Kreines N., Kliava J. Antiferromagnetic resonance in iron borate films: Dzyaloshinskii-Moriya field and isotropic energy gap // Applied Physics A. – 2022. – 1055. – P. 1–5.
5. Prilepsky D., Skibinsky K., Seleznyova K., Strugatsky M. Symmetry invariants of higher orders in magnetoelastic energy for a trigonal easy-plane antiferromagnet // J. Magn. Magn. Mater. – 2024. – 589. – P. 1–5.

УДК 537.61

Коллинеарное фотон-магнон-фононное взаимодействие в переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ

Тихонов В.В.

д.ф.-м.н., профессор, Саратовский госуниверситет им. Н.Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.т.н., доцент, Саратовский госуниверситет им. Н.Г. Чернышевского

Аннотация. *Показано, что переходном слое эпитаксиальной пленки железоиттриевого граната (ЖИГ) выполняются условия фотон-магнонного и магнон-фононного преобразования. В результате двойного преобразования возникает интенсивное возбуждение гиперзвука, излучаемого вглубь подложки гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Установлено, что высокая эффективность возбуждения гиперзвука обусловлена коллинеарным фотон-магнонным и вторичным магнон-фононным взаимодействием.*

Ключевые слова: *спиновые волны, акустические волны, пленки ЖИГ, фотон-магнон-фононное взаимодействие*

Collinear photon-magnon-phonon interaction in the transition layer of epitaxial YIG film

Tikhonov V.V.

Dr.Sc., professor, Saratov State University named after N.G. Chernyshevsky

Sadovnikov A.V.

Ph.D., Associate Professor, Saratov State University named after N.G. Chernyshevsky

Annotation. *It is shown that the conditions of photon-magnon and magnon-phonon transformation are fulfilled in the transition layer of epitaxial YIG film. As a result of the double transformation, intense excitation of hypersound radiated deep into the substrate of gadolinium gallium garnet (GGG) occurs. It has been established that the high efficiency of hypersound excitation is due to collinear photon-magnon and secondary magnon-phonon interactions.*

Keywords: *spin waves, acoustic waves, YIG films, photon-magnon-phonon interaction*

В данной работе моделировались процессы интенсивного возбуждения гиперзвука за счет двойного фотон-магнонного и вторичного магнон-фононного преобразования СВЧ сигнала в тонком переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ

Исходными уравнениями являлись уравнение Ландау-Лифшица с учетом неоднородного обмена, система уравнений Максвелла и уравнение движения упругой среды. Диссипативные процессы и кристаллографическая анизотропия не учитывались. Рассматривался случай нормально намагниченной пленки ЖИГ. Решения искались в виде плоских право поляризованных монохроматических волн e_+, h_+, m_+, u_+ : $\exp\left[-i\left(\omega t - kz\right)\right]$, бегущих в направлении приложенного поля, где e_+, h_+ – электрическая и магнитная составляющая электромагнитной волны (ЭМВ), m_+ – волна прецессии вектора

намагниченности (обменная спиновая волна (ОСВ)), u_+ – волна упругого смещения (акустическая волна (АВ)), $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, k – волновое число. Неоднородность намагниченности в переходном слое описывалось функцией распределения

$$M = M_0\left[1-\exp\left(-z^2/\sigma^2\right)\right], \quad (1)$$

где M_0 – намагниченность насыщения чистого ЖИГ, σ – феноменологический параметр распределения.

Моделирование процессов возбуждения гиперзвука осуществлялось в два этапа. На первом этапе рассматривались эффекты гибридизации ЭМВ и ОСВ [1]. Были получены выражения волновых чисел гибридизованных волн

$$k_{M,E} = \pm\sqrt{\frac{1}{2}\left({k_{M0}}^2 + {k_{E0}}^2\right) \pm \sqrt{\frac{1}{4}\left({k_{M0}}^2 - {k_{E0}}^2\right)^2 + \frac{\omega_M}{\eta}k_{E0}^2}}\,. \quad (2)$$

где знак (+) под радикалом соответствовал дисперсии гибридизованной ОСВ k_M, знак (−) соответствовал дисперсии гибридизованной ЭМВ k_E, и выражения потоков мощности, переносимых электромагнитной P_E и обменной составляющей P_M гибридной волны

$$P_E = \frac{4\pi\omega {k_{E0}}^2 k_M}{\varepsilon\left({k_M}^2 - {k_{E0}}^2\right)^2}\left|m_+\right|^2, \quad P_M = \frac{4\pi\eta {k_{E0}}^2 k_M}{{k_M}^2 - {k_{E0}}^2}\left|m_+\right|^2. \quad (3)$$

Здесь $k_{M0} = \sqrt{\left(\omega-\omega_H\right)/\eta}$ и $k_{E0} = \sqrt{\varepsilon}k_0$ – парциальные законы дисперсии ОСВ и ЭМВ, $\omega_M = 4\pi\gamma M$, $\omega_H = \gamma\left(H_0 - 4\pi M\right)$, $\gamma = 1{,}76\times10^7$ Oe^{-1}s^{-1} – гиромагнитное отношение, $\eta = 7.64\times10^{-2}$ cm^{2}s^{-1} – постоянная неоднородного обмена, $\varepsilon = 14$ – относительная диэлектрическая проницаемость ЖИГ, $k_0 = \omega/c$ – волновое число электромагнитной волны в вакууме, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, $c = 3\times10^{10}\,\text{cm}\cdot s^{-1}$ – скорость света.

На втором этапе рассматривались эффекты вторичной гибридизации ОСВ и АВ [2]. Были получены выражения волновых чисел

$$k_{M1,S} = \sqrt{\frac{1}{2}\left({k_M}^2 + {k_{S0}}^2 + \xi\frac{\omega_M}{\eta}\right) \pm \sqrt{\frac{1}{4}\left({k_M}^2 + {k_{S0}}^2 + \xi\frac{\omega_M}{\eta}\right)^2 - {k_M}^2{k_{S0}}^2}}\,, \quad (4)$$

где знак (+) под радикалом соответствовал дисперсии вторично гибридизованной ОСВ k_{M1}, знак (–) соответствовал дисперсии гибридизованной АВ k_S, и выражения потоков мощности акустической P_S и обменной составляющей P_{M1} гибридной волны

$$P_S = \frac{1}{2}\rho\omega^2 {v_t}\left|u_+\right|^2 \quad P_{M1} = -\frac{\rho {v_t}^2\omega_H}{2\eta}\frac{\left(k_S^2 - k_{S0}^2\right)k_{M1}}{\left({k_{M1}}^2 - k_M^2\right)k_S}v_{M1G}\left|u_+\right|^2 \quad (5)$$

Здесь где $k_{S0} = \omega/v_t$ – волновое число парциальной АВ, $v_t = 3.84\times10^5$ cm/s – скорость сдвиговой упругой волны в ЖИГ, $\xi = B_2^2/\left(\rho {v_t}^2 {M_0}^2\right) = 2.58\cdot10^{-4}$ – безразмерный параметр магнитоупругой связи, $B_2 = 6.96\times10^6$ erg/cm^3 – релятивистская магнитоупругая постоянная, $\rho \approx 5.17$ g/cm^3 – плотность ЖИГ, $v_{M1G} = \left(\partial k_{M1}/\partial\omega\right)^{-1}$ – групповая скорость вторично гибридизованной ОСВ.

Ниже приведены результаты расчетов при фиксированном поле $H_0 = 2.1$Oe и заданном параметре распределения намагниченности $\sigma = 10^{-5}$ sm.

На графике рис.1.а представлена функция распределения намагниченности $M(z)$, рассчитанная в пределах толщины переходного слоя, на вставке представлена геометрия

задачи. На рис.1.b представлены 3d-графики законов дисперсии парциальных обменных спиновых $k_{M0}(f,z)$, электромагнитных $k_{E0}(f,z)$ и акустических волн $k_{S0}(f,z)$.

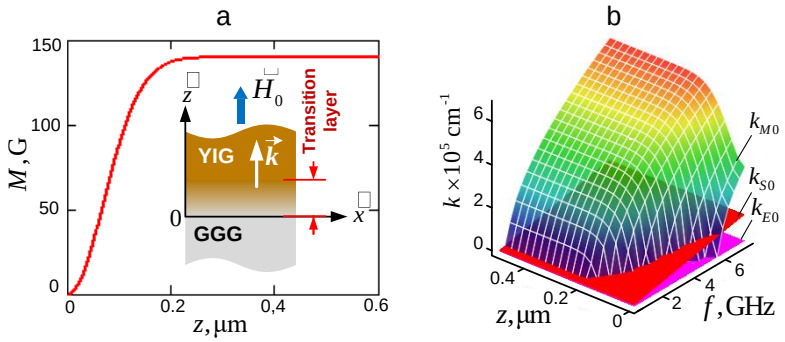


Рис. 1. Подрисуночная подпись

Эффекты гибридизации возникали в окрестностях точек, расположенных на линии пересечения дисперсионных поверхностей.

Результаты моделирования процессов фотон-магнонной гибридизации представлены на рис.2. На рис.2.a представлены графики дисперсионной зависимости гибридизованных ОСВ $k_M(f)$ и ЭМВ $k_E(f)$, рассчитанные при фиксированных значениях координат. На рис.2.b представлены координатные зависимости волновых чисел гибридизованных ОСВ $k_M(z)$, рассчитанные при фиксированных значениях частоты.

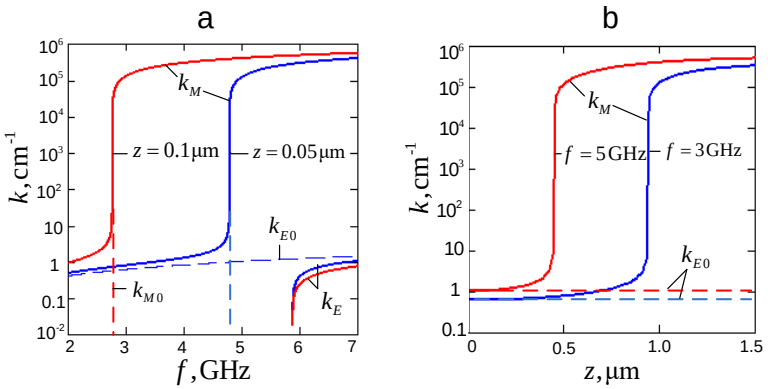


Рис.2. Дисперсионные зависимости гибридизованных ЭМВ и ОСВ (a) и координатные зависимости гибридизованных ОСВ (b).

На рис.2.a видно, что эффекты гибридизации ЭМВ и ОСВ характеризуются широкой раздвижкой дисперсионных ветвей. Процессы трансформации ЭМВ→ОСВ иллюстрируются на рис.2.b. Важно отметить, что при $z=0$ волновые числа гибридизованных ОСВ в точности совпадают с волновыми числами падающей ЭМВ. Это исключало возможность отражение волн на границе пленка-подложка и обеспечивало хорошее согласование с внешним СВЧ трактом.

На рис.3 представлены результаты моделирования процессов вторичной магнон-фононной гибридизации. На рис.3.a представлены дисперсионные зависимости гибридизованных ОСВ $k_{M1}(f)$ и АВ $k_S(f)$, рассчитанные при фиксированных значениях координат. На рис.3.b представлены координатные зависимости волновых чисел вторично гибридизованных ОСВ $k_{M1}(z)$ и АВ $k_S(z)$, рассчитанные при фиксированных значениях частоты.

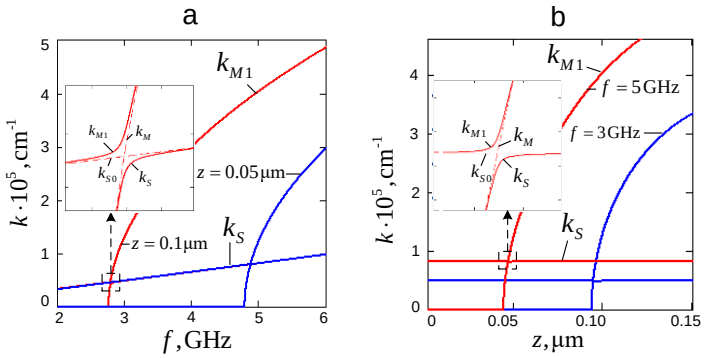


Рис.3. Дисперсионные зависимости вторично гибридизованных ОСВ и АВ (a) и координатные зависимости гибридизованных ОСВ и АВ (b).

В этом случае ширина щелей, вызванных раздвижкой ветвей дисперсии, оказалась значительно уже, что объяснялось слабой магнитоупругой связью. Вдали от точек синхронизма волны распространялись независимо друг от друга. При этом акустическая волна могла беспрепятственно излучаться вглубь подложки ГГГ.

Эффекты преобразования типов волн сопровождались перераспределением потоков мощности. На 3d-графике рис.4.a представлены расчеты эффективности преобразования мощности ЭМВ→ОСВ $\chi_{EM} = P_M / (P_M + P_E)$. На рис.4.b представлены аналогичные расчеты для случая вторичного преобразования ОСВ→АВ $\chi_{M1S} = P_S / (P_S + P_{M1})$

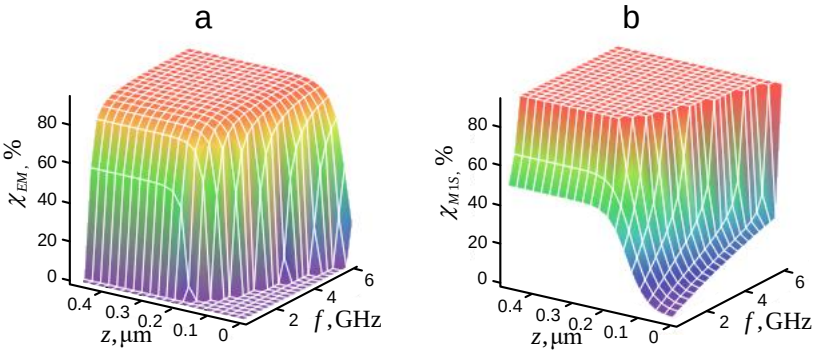


Рис.4. Эффективность преобразования мощности ЭМВ→ОСВ (a) и ОСВ→АВ (b).

Видно, что в обоих случаях эффективность преобразования ЭМВ→ОСВ и ОСВ→АВ превышала 80%. Это объяснялось наиболее сильным коллинеарным взаимодействием связанных волн. При этом мощность возбуждаемых АВ оказывалась достаточной для преодоления потерь на распространение и рассеяние волн в подложке ГГГ. Это обеспечивало возможность интенсивного возбуждения магнитоакустических резонансов, которые ранее наблюдались на частотах «быстрых» магнитоупругих волн [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 23-79-30027).

Список использованных источников:

1. Tikhonov V.V., Gubanov V.A., Nikitov S.A., Sadovnikov A.V. Spin-wave diagnostics of ultrathin ferrite films // JMMM. – 2022. – V.562. – P.169763.
2. Тихонов В.В., Губанов В.А., Садовников А.В. Магнон-фононное взаимодействие в переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ // ФТТ. – 2021. – № 9 – С. 1335-1339.
3. Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. Резонансное взаимодействие магнитодипольных и упругих волн в пластинах и пленках железо-иттриевого граната. // ФТТ. – 1983. – №8. – С.2307-2312.

УДК: 537.613:537.622.4:537.621.4:537.876:530.182

Эффекты усиления фононного незеркального отражения на уединенной границе раздела магнитной и немагнитной сред

Сухорукова О.С.

к.ф.-м.н., доцент, Донецкий государственный университет

Тарасенко А.С.

к.ф.-м.н., науч.сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Тарасенко С.В.

д.ф.-м.н., гл. науч.сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Шавров В.Г.

д.ф.-м.н, гл. науч.сотр., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *На уединенной границе раздела полуограниченных магнитной и немагнитной сред гибридизация магнитоупругого и неоднородного обменного и магнито-дипольного взаимодействий может приводить к появлению симметрийно защищенных связанных состояний в сплошном спектре фононного излучения вытекающих поверхностных магнонных поляронов. Если на поверхность такого магнетика падает извне квазиплоская объемная упругая волна, параметры которой приближаются к параметрам поверхностного "темного" состояния указанного типа, то неограниченно (в бездиссипативном приближении) увеличиваются незеркальные эффекты отражения первого порядка.*

Ключевые слова: *"темные" состояния, вытекающие магнонные поляроны, эффекты незеркального отражения*

Effects of nonspecular phonon reflection amplification at a secluded interface of magnetic and nonmagnetic media

Sukhorukova O.S.

Donetsk State University

Tarasenko A.S.

Donetsk Institute of Physics and Technology named after A.A. Galkin

Tarasenko S.V.

Donetsk Institute of Physics and Technology named after A.A. Galkin

Shavrov V.G.

V.A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences

Annotation. *On a secluded interface of semi-confined magnetic and non-magnetic media, hybridization of magnetoelastic and inhomogeneous exchange interactions can lead to the appearance of symmetry-protected bound states in the continuous phonon emission spectrum of the*

resulting surface magnon fields. If a quasi-planar bulk elastic wave, whose parameters approach the parameters of the surface "dark" state of the indicated type, falls on the surface of such a magnet, the non-mirror reflection effects of the first order (in the dissipative approximation).

Keywords: *dark states, nonspecular reflection, antiferromagnet, leaky surface magnetoacoustic weave*

В настоящее время практическая реализация идеи использования пространственного перемещения не заряда, а вращательного спинового момента с целью создания на основе магнитных диэлектриков быстродействующих, энергоэффективных устройств функциональной электроники существенно связана с физикой вытекающих магнонных поляронов [1]. Недавно в [2] на примере полностью отражающей, акустически полуоткрытой магнитной сэндвич-структуры (магнитный слой между двумя акустически неэквивалентными упругими полупространствами) в бездиссипативном приближении было показано, что гибридизация магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий может приводить к формированию интерференционного типа связанных состояний [3] в сплошном спектре фононного излучения вытекающих поверхностных магнонных поляронов.

Вместе с тем, отмеченные выше результаты работы получены в [2] на основе следующих, существенных для целей предлагаемого сообщения, ограничениях. Прежде всего, осталось неясным, возможно ли резкое усиление фононных незеркальных эффектов при отражении от поверхности магнетика, если имеется только одна граница раздела магнитной и немагнитной сред. Во-вторых, согласно предложенной в [3] классификации возможных типов ССК, в [2] рассматривались лишь ССК: интерференционного типа, тогда как в принципе возможны также как симметрийно защищенные ССК, так и ССК, полученные методом “inverse construction”[3]. Наконец, в [2] обсуждался только механизм усиления фононных незеркальных эффектов отражения при формировании в отражающей магнитной среде ССК в результате гибридизации магнитоупругого (МУ) и неоднородного обменного взаимодействий. Хорошо известно, однако, что в центросимметричных магнитных средах распространяющиеся акустические спиновые волны также могут быть и магнитодипольноактивными. Однако возможность усиления незеркальных эффектов при отражении фононов от поверхности магнетика в условиях формирования на фоне сплошного спектра акустического излучения симметрийно защищенных ССК уже за счет гибридизации МУ и неоднородного обменного взаимодействий до сих пор не обсуждалась. Ответ на вышеперечисленные вопросы и является целью данного сообщения.

Для простоты и наглядности расчетов предположим, что имеется два полупространства с вектором нормали к плоскости границы раздела $\mathbf{q} \| OY$, причем верхнее ($y > 0$) занято идеальной жидкостью. Что же касается нижнего полупространства ($y < 0$), то будем полагать, что оно занято пространственно однородным ромбическим двухподрешеточным антиферромагнетиком (АФМ), легкая магнитная ось которого (OZ) лежит в плоскости границы раздела сред. Пользуясь стандартной процедурой расчета (см. например [4]) были изучены условия полного внутреннего отражения для падающей из жидкости на поверхность АФМ плоской объемной акустической волны в предположении. что на границе раздела между полуограниченными магнитной $(y < 0)$ и немагнитной $(y > 0)$ средами выполнена

следующая система граничных условий ($L_y \equiv \partial l_y / \partial y \, \mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$, M_0 – намагниченность насыщения подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$) :

$$\sigma_{zy} = \tilde{\sigma}_{zy} = 0,\ \sigma_{xy} = \tilde{\sigma}_{xy} = 0,\ \sigma_{yy} = \tilde{\sigma}_{yy},\ u_y = \tilde{u}_y, L_y = 0\,, y = 0 \qquad (1)$$

Из полученных результатов следует, что уже на уединенной границе раздела немагнитной и магнитной сред вследствие гибридизации магнитоупругого и неоднородного обменного и магнито-дипольного взаимодействий возможно формирование симметрийно защищенных поверхностных “темных” состояний в сплошном спектре излучения вытекающих магнонных поляронов. На плоскости внешних параметров “частота – угол падения” в окрестности точки формирования этого типа связанных состояний в континууме формировании и числитель и знаменатель входного волнового импеданса отражающей среды (АФМ) одновременно обращаются в ноль. Это делает возможным практически неограниченное увеличение (в рамках рассмотренной бездиссипативной модели) незеркальных эффектов отражения первого порядка по мере приближения параметров падающей извне на поверхность магнетика квазиплоской (или квазимонохроматической) объемной упругой волны к тем, что отвечают указанному типу связанных состояний в континууме.

Список использованных источников:

1. Maekawa S., Kikkawa T., Chudo H., Ieda J., Saitoh E..Spin and spin current—From fundamentals to recent progress Journal of Applied Physics .– 2023.– V.133(2).– P.020902.

2. Гуляев Ю.В., Сухорукова О.С., Тарасенко А.С., Тарасенко С.В., Шавров В.Г. “Суперрезонансные” состояния в спектре вытекающих поверхностных магнонных поляронов. // ДАН. – 2022.– Т.505.– №1.– С. 10–15.

3. Azzam S.I., Kildishev A.V. Photonic Bound States in the Continuum: from Basics to Applications.// Adv. Opt. Mater.– 2021.– V.9.– P.2001469.

4. Бреховских Л.М., Волны в слоистых средах.– М.: Изд-во АН СССР.– 1957.– 502с.

УДК 534.2, 537.62

Магнитоакустические эффекты в композитных плёнках ($CoFeB+SiO_2$), возбуждаемых наносекундным лазерным импульсом

Котов Л.Н.

д.ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,

Сыктывкарский государственный университет

Судьенков Ю.В.

д.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник математико-механического факультета,

Санкт-Петербургский государственный университет

Ласёк М.П.

к.ф.-м. н., доцент кафедры радиофизики и электроники,

Сыктывкарский государственный университет

Чертищева С.А.

аспирант физического факультета, Санкт-Петербургский государственный университет

Калинин Ю.Е.

д.ф.-м. н., профессор кафедры твердотельной электроники,

Воронежский государственный технический университет

Ситников А.В.

д.ф.-м. н., профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,

Воронежский государственный технический университет

Наек Ч.

Кандидат наук, доцент, Веллурский технологический институт, Индия

Аннотация. *Разработаны экспериментальные методы возбуждения, детектирования и определения параметров акустических импульсов, возбуждаемых лазерными наносекундными импульсами в тонких магнитных плёнках на лавсановой подложке. Проведены эксперименты по возбуждению акустических импульсов в композитных плёнках (CoFeB+SiO2) с концентрациями металлического сплава x=0.45-0.85. Исследовано влияние магнитного поля с индукцией от 0 до 0.25 Тл на амплитуду и спектры акустических импульсов, распространяющихся в композитных плёнках на лавсановой подложке. Выявлено, что наибольшая амплитуда возбуждаемых акустических импульсов наблюдается для композитных плёнок (CoFeB+SiO2) с концентрациями x=0.62-0.74, имеющих полосовую магнитную структуру.*

Ключевые слова: *акустические, лазерные импульсы, магнитное поле, композитные металл-диэлектрические плёнки, полосовая магнитная структура*

Magnetoacoustic effects in composite films ($CoFeB+SiO_2$) excited by a nanosecond laser pulse

Kotov L.N.

Dr.Sc., professor, Head. Dept. of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Sudienkov Yu.V.

Dr. Sc., Leading researcher at the Faculty of Math. and Mechanics, St. Petersburg State University

Lasek M.P.

PhD Sc., Associate Professor, Dept. of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Chertishcheva S.A.

Graduate student of the Faculty of Physics, St. Petersburg State University

Kalinin Yu.E.

Dr.Sc., professor of the department of solid-state electronics, Voronezh State Technical University

Sitnikov A.V.

Dr.Sc., professor of the department of solid-state electronics, Voronezh State Technical University

Nayak Ch.

PhD, Associate Professor, Vellore Institute of Technology, India

Annotation. *Experimental methods have been developed for excitation, detection and determination of the parameters of acoustic pulses excited by nanosecond laser pulses in thin magnetic films on a Mylar substrate. Experiments were carried out on the excitation of acoustic pulses in composite films (CoFeB+SiO2) with concentrations of the metal alloy x=0.48-0.85. The influence of a magnetic field with induction from 0 to 0.25 T on the amplitude and spectra of acoustic pulses propagating in composite films on a lavsan substrate was studied. It was revealed that the highest amplitude of excited acoustic pulses is observed for composite films (CoFeB+SiO2) with concentrations x = 0.62-0.74, which have a stripe magnetic structure.*

Keywords: *acoustic and laser pulses, magnetic field, composite metal-dielectric films, strip magnetic structure*

В последние десятилетия быстро развивается сверхбыстрая магнитоакустика, связанная со взаимодействием сверхкоротких акустических импульсов с магнитными структурами [1]. Создание ультракоротких акустических импульсов стало возможным благодаря применению нано- и фемтосекундных лазеров для генерации упругих импульсов магнитными структурами. Такими упругими импульсами можно значительно изменять магнитные свойства вещества, воздействуя на магнитную структуру материалов. Данная работа посвящена исследованию возбуждения и распространения упругих колебаний и волн в магнитных композитных плёнках (CoFeB+SiO2), возбуждаемых лазерными наносекундными импульсами и влияния на них магнитного поля.

Композитные плёнки $[(CoFeB)_x+(SiO2)_{(1-x)}]$ с концентрациями металлического сплава x=0.48-0.85 были получены методом ионно-лучевого напыления на лавсановый лист с размерами 295х210 мм^2 и толщиной 30 мкм [2]. Толщина и состав композитных плёнок

определялись с помощью сканирующего электронного микроскопа TESCAN MIRA 3. Рельеф и магнитный фазовый контраст поверхности композитных плёнок изучался с использованием метода магнито-силовой микроскопии с помощью атомно-силового микроскопа NT-MDT [2]. Для плёнок с концентрациями x=0.45-0.48 наблюдалась гранулярная структура с размерами гранул 10-50 нм (рис.1, *a*). Для плёнок с x=0.62 -0.76 наблюдалась полосовая магнитная структура с толщиной полос 0.3 мкм и длиной более 3 мкм (рис.1, *b*). Исследуемые образцы размещались в зазоре электромагнита с шириной 30 мм, в котором создавалось магнитное поле с максимальной индукцией 0.26 Тл. Акустические сигналы, прошедшие исследуемый образец, детектировались с помощью пьезоэлектрических преобразователей из пьезокермики ЦТС19. Возбуждение плёнок осуществлялось с использованием лазера с длительностью импульсов 1.5 нс, длиной волны 1.064 мкм и частотой повторения f =1÷10^3 Гц [3,4]. Плотность энергии облучения образцов в импульсе не превышала E ≤10^{-2} Дж/см^2. Электрический сигнал с пьезодатчика регистрировался осциллографом LECROY 3 с шириной полосы пропускания Δf=300 MHz.

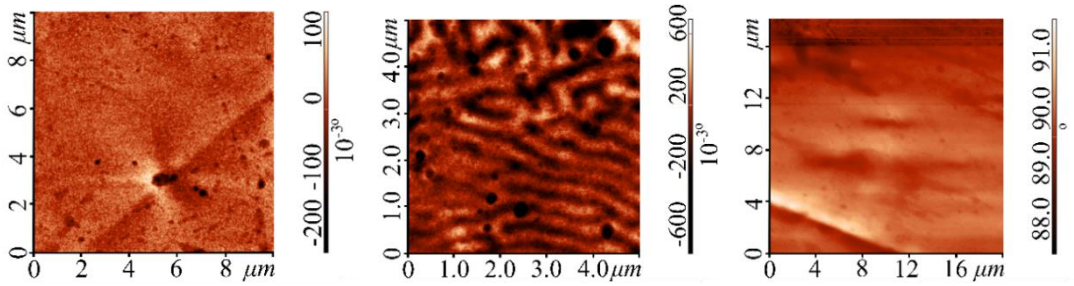


Рис. 1. Магнитный фазовый контраст композитных плёнок ($CoFeB+SiO_2$) с концентрациями металлического сплава x: 0.49 (a), 0.67 (b), 0.86 (c). Справа по вертикальной цветовой шкале приведены значения сдвига фаз в градусах.

В плёнках с малыми x=0.45-0.51, для которых характерна гранулированная структура (рис.1, *a*), под действием лазерного импульса формируется акустический импульс малой амплитуды. На рис.2. приведены временные зависимости акустических импульсов, прошедших плёнку с x=0.64, имеющую полосовую магнитную структуру, без поля и в магнитном поля. Как видно из рис. 2, *b* амплитуды первого акустического импульса значительно уменьшается под действием магнитного поля B=17 мТл. Для композитных плёнок с полосовой магнитной структурой, при возбуждении лазерным импульсом наблюдалась значительная амплитуда акустических импульсов (рис.2) и обнаружено сильное изменение амплитуды импульса под действием постоянного магнитного поля (рис. 3).

Таким образом в данной работе получены временные и магнито-полевые зависимости амплитуд акустических импульсов, прошедших композитные плёнки, в интервале 0-0.4 мкс и в магнитных полях 0-0.25 Тл. Исследования композитных плёнок (CoFeB+SiO2) с шестью концентрациями металлического сплава x=0.48-0.85 показали, что наиболее сильная зависимость амплитуды и спектра акустических импульсов от магнитного поля наблюдается для композитных плёнок, которые обладают полосовой магнитной структурой. Для намагниченных плёнок, в которых отсутствует полосовая магнитная структура, амплитуда акустических импульсов мала и практических не зависит от магнитного поля. Анализ экспериментальных результатов временных и магнито-полевых зависимостей амплитуды и спектральной мощности акустических импульсов от магнитного поля показывает перспективность применения данной методики для исследований возбуждения магнитных и упругих колебаний и волн в тонких магнитных плёнках на полимерных подложках.

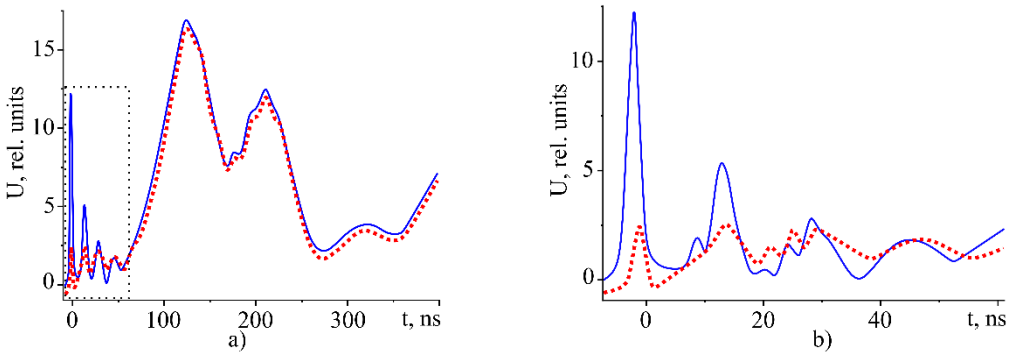


Рис.2. Временные зависимости акустических импульсов, прошедших композитную плёнку с x=0.64 на лавсановой подложке в нулевом магнитном поле (синяя кривая) и в поле с индукцией B =0.17 Тл (красная точечная кривая) (a). Фрагмент рисунка (a) для интервала времени 0 - 60 нс (b).

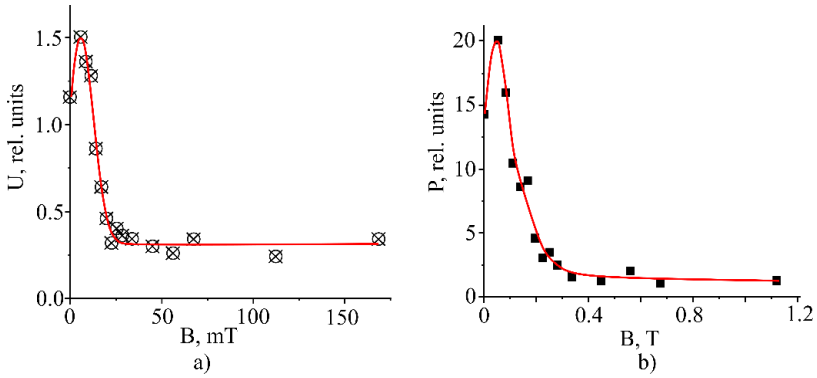


Рис.3. Зависимости амплитуды (a) и спектральной мощности на частоте 70,7МГц (b) первого акустического импульса от магнитного поля B.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда, проект №21-72-20048.

Список использованных источников:

1. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н., Щеглов В.И., Ломоносов А.М., Темнов В.В. Современные проблемы сверхбыстрой магниотоакустики (обзор) // Физическая акустика, – 2022. – Т.68, № 1. – С.22-56.
2. Kotov L., Lasek M., Vlasov V., Kalinin Y., Sitnikov A. and Temnov V. Influence of Magnetic Field on Microwave Impedance of Composite Films (CoFeB+SiO2) // International Conference on Next Generation Electronics (NEleX), Vellore, India. – 2023. – pp. 1-4.
3. Сарнацкий В.М., Судьенков Ю.В. Электромагнитное возбуждение звука и оптоакустический эффект в магнитострикционных материалах // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т.63, № 6. – С.819-823.
4. Зимин В.А., Свентицкая В.Е., Судьенков Ю.А. Анализ влияния процесса теплопереноса на термоупругий отклик металлов при импульсном лазерном воздействии // Вестник Санкт-Петербургского ун-та. Математика, механика, астрономия. – 2018. – Т.63, Вып.1. – С.131-138.

УДК 537.63, 537.62

Влияние магнитной анизотропии и магнитоупругой связи на СВЧ переключение в планарной трехслойной магнитной структуре

Дианов М.Ю.

Старший преподаватель кафедры радиофизики и электроники,

Сыктывкарский государственный университет

Котов Л.Н.

Д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники,

Сыктывкарский государственный университет

Аннотация. *Исследованы условия СВЧ магнитного переключения в тонкой плёнке, состоящей из трёх магнитных слоёв, в зависимости от константы магнитной анизотропии и константы магнитоупругой связи в области ферромагнитного резонанса. Было показано, что магнитное переключение возникает, если поле анизотропии вдоль оси конечного положения вектора намагниченности больше эффективного поля вдоль первоначальной оси. Выявлено, что чем больше поле магнитной кристаллографической анизотропии, тем меньше времена магнитного переключения и сверхвысокочастотных магнитных колебаний.*

Ключевые слова: *трёхслойные магнитные плёнки, СВЧ магнитное переключение, магнитная кристаллическая анизотропия, магнитоупругая связь*

Influence of magnetic anisotropy and magnetoelastic coupling on microwave switching in a planar three-layer magnetic structure

Dianov M.Yu.

Senior Lecturer at the Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Kotov L.N.

D. Sc., Professor, Head of the Department of Radiophysics and Electronics,

Syktyvkar State University

Annotation. The conditions for microwave magnetic switching in a thin film consisting of three magnetic layers were studied, depending on the magnetic anisotropy constant and the magnetoelastic coupling constant in the ferromagnetic resonance region. It was shown that magnetic switching occurs if the anisotropy field along the axis of the final position of the magnetization vector is greater than the effective field along the initial axis. It has been revealed that the greater the field of magnetic crystallographic anisotropy, the shorter the times of magnetic switching and ultrahigh-frequency magnetic oscillations.

Key words: three-layer magnetic films, microwave magnetic switching, magnetic crystalline anisotropy, magnetoelastic coupling

Интенсивное развитие областей магнитоэлектроники, спинтроники и магнитоакустики в перспективе прикладной электроники способствует развитию основных разделов физических наук, включая физику конденсированного состояния [1, 2]. В сфере

магнитоакустики преимущественно проводят исследования на пластинах и плёнках, где соблюдается условие акустического резонанса в высокочастотных диапазонах [3, 4]. Исследование магнитных и упругих колебаний в многослойных магнитных структурах представляет значительный практический интерес в связи с требованием к уменьшению размеров структур, повышению их чувствительности к внешним полям и расширению рабочего диапазона частот. Применение внешних электрических и магнитных полей для управления магнитными и упругими состояниями слоев многослойных структур открывает новые перспективы для создания устройств записи и хранения данных, таких как оперативная память на основе многослойных структур и вычислительные устройства на мультиферройной логике.

В работе исследовалось влияние различных материальных параметров на возможность СВЧ магнитного переключения в тонкой плёнке, состоящей из трех магнитных слоёв при воздействии на него переменного магнитного поля. Геометрия задачи была следующая: постоянное магнитное поле было направленно перпендикулярно плоскости плёнки, а переменное магнитное было поляризовано по кругу и лежало в плоскости плёнки. Для решения задачи были использованы уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для описания магнитных колебаний в магнитных слоях структуры, а также уравнения для упругих смещений, для описания упругой подсистемы. Взаимодействие соседних слоёв определялось с помощью граничных условий. В результате была получена система дифференциальных уравнений, которая описывала динамику магнитной и упругой подсистем плёнки для каждого слоя. Система дифференциальных уравнения описывает нелинейные магнитоупругие колебания в структуре. Параметры системы выбирались близкими по параметрам к кристаллам железо-иттриевого граната с примесью алюминия, которые можно достичь за счёт изменения соотношения концентраций ионов алюминия и железа [5]. Для решения системы уравнений использовался метод Рунге-Кутта-Фельберга 4-5 порядков с нормировкой единичного вектора намагниченности на каждом шаге.

В начале были исследованы условия возникновения переориентации вектора намагниченности или магнитного переключения, состоящего в изменении положения равновесия вектора намагниченности при изменении констант магнитной кристаллографической анизотропии K_1, K_2 для кубической анизотропии при малых постоянных магнитных полях H_0 =170, 290 Э. Магнитные и упругие колебания в слоях структуры возбуждались переменным магнитным полем на частоте f=2.5 ГГц. Толщина слоёв выбиралась с учетом выполнения условий акустического резонанса, когда суммарная толщина всех трёх слоёв структуры равнялась половине длине упругой волны. Эффективное магнитное поле, действующее на вектор намагниченности, всегда было меньше на величину размагничивающего поля слоя структуры для всех трёх слоёв $H_p=4\pi M_0$=280Гс. Обозначения для первого, второго и третьего слоя были соответственно p,d,r. В работе был введен параметр a, который является коэффициентом пропорциональности между константой магнитной анизотропии первого и остальными слоями.

Как видно из рис. 1, при малых параметрах магнитной анизотропии $a < 0.5$, магнитная анизотропия не влияет на параметры СВЧ переключения. Колебания вектора намагниченности $\boldsymbol{M}$ происходят с большой амплитудой, вдоль оси Oz (или [001]) и с охватом оси $[1\bar{1}1]$ под действием переменного поля $\boldsymbol{h}$. При отключении переменного поля (h=0), вектор M возвращается в начальное положение, то есть к оси Oz. При больших параметрах магнитной анизотропии $a > 3$ возникает СВЧ переключение (рис. 1, *e*). Переориентация вектора $\boldsymbol{M}$ происходит от оси [001] ($H_0 \parallel Oz$) к кристаллографической оси $[1\bar{1}1]$. Отметим, что, чем больше параметр анизотропии a, тем меньше время СВЧ магнитного переключения и меньше число периодов высокочастотных колебаний наблюдается во время СВЧ магнитного переключения. Условие для СВЧ переключения в зависимости от параметра анизотропии a можно записать следующим образом: поле анизотропии H_a вдоль оси конечного положения вектора $\boldsymbol{M}$ должно быть больше эффективного поля вдоль первоначальной оси Oz.

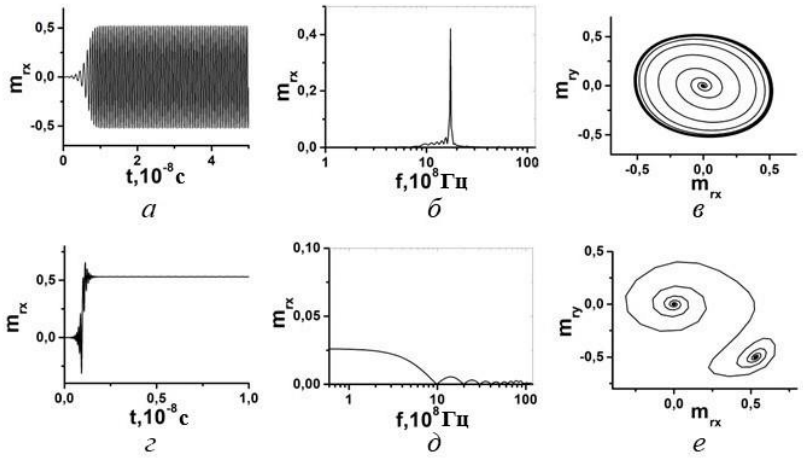


Рис. 1. Временные (а, г) и частотные (б, д) зависимости компоненты m_{rx} и портреты колебаний (в, е) при разных константах анизотропии r-слоя: K_{1r} =-5.1·10^3 эрг·см$^{-3}$, K_{2r}=-1.41·10^3 эрг·см$^{-3}$ (а, б, в) и K_{1r} =-51·10^3 эрг·см$^{-3}$, K_{2r}=-14.1·10^3 эрг·см$^{-3}$ (г, д, е). f=2.5·10^9 Гц. h=1 Э. H_0=1073 Э.

Было показано, что необходимым условием возникновения магнитной переориентации является величина постоянного поля, меньшая поля магнитной анизотропии вдоль конечной оси перехода. Период низкочастотных колебаний при переориентации вектора намагниченности значительно меньше периода возбуждающего СВЧ переменного поля. Данный факт можно будет использовать для СВЧ записи информации с использованием магнитоупругих колебаний в планарной трёхслойной структуре, возбуждаемых переменным магнитным полем при условии акустического резонанса.

Также была рассмотрена прецессия положения равновесия вектора намагниченности в условиях ориентационного перехода при отсутствии и наличии магнитоупругого взаимодействия при условии акустического резонанса. Здесь был введен параметр *b*, который является коэффициентом пропорциональности между константами магнитоупругой связи первого и остальными слоями. Как видно из рис. 2, при малых параметрах магнитоупругой связи $b < 1.2$, магнитоупругая связь не оказывает влияния на параметры магнитных и упругих колебаний и на СВЧ переключение. При больших параметрах $b > 3$ начинает сказываться магнитоупругая связь: меняется ось магнитной переориентации (рис. 2 *к, л, м*). Переориентация вектора намагниченности происходит при $b < 1.2$ с оси [001] (или *Oz*) на ось [111]; при $b>3$ с оси [001] (или *Oz*) на ось $[1\bar{1}1]$. Если два соседних слоя имеют сильно отличающиеся константы магнитоупругой связи B_2, то переключение вектора намагниченности в слоях будет осуществляться вдоль разных кристаллографических осей, например, [111] и $[1\bar{1}1]$. Показано, что в условиях ориентационного перехода переменное поле круговой поляризации вызывает прецессию положения равновесия вектора намагниченности, причем за счет магнитоупругости свойства такой прецессии существенно изменяются.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда, проект № 21-72-20048.

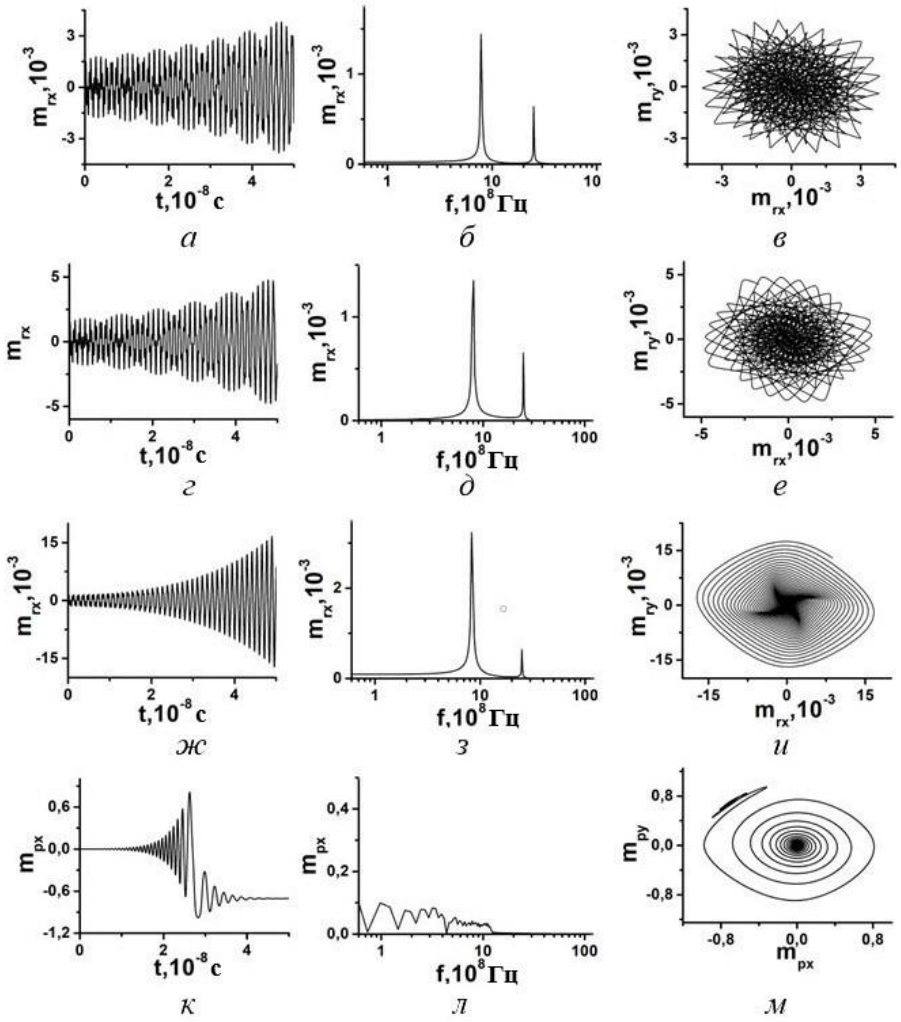


Рис. 2. Временные (а, г, ж, к) и частотные (б, д, з, л) зависимости компонент r-слоя m_{rx} и p-слоя m_{px} и портреты колебаний (в, е, и, м) при константах магнитоупругой связи B_{r2} (10^6 эрг/см^3) = 0 (а, б, в), 8.35 (г, д, е) , 20.9 (ж, з, и); B_{p2} =6.96·10^6 эрг/см^3 (к, л, м). Константы анизотропии r-слоя K_{1r}=-0.17·10^3 эрг·см$^{-3}$, K_{2r}=-0.47·10^2 эрг·см$^{-3}$ (а-и); p-слоя K_{1p}=-1.7·10^3 эрг·см$^{-3}$, K_{2p}=-0.47·10^3 эрг·см$^{-3}$ (к-м). Параметры магнитных полей: f=2.5·10^9 Гц, h_0=1 Э. H_0 =10 Э.

Список использованных источников:

1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов Ю.К. Стрейнтроника — новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах // УФН. – 2018. – Т. 188, № 12. – С. 1288-1330.

2. Баранов П.Г., Калашников А.М., Козуб В.И., и др. Спинтроника полупроводниковых, металлических, диэлектрических и гибридных структур (к 100-летию Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН) // УФН. – 2019. – Т. 189, № 8. – С. 849-880.

3. В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе // Радиотехника и электроника. – 2009. – Т.54. – №7. – С. 863–874.

4. Котов Л.Н., Дианов М. Ю., Власов В. С., Миронов В. В. СВЧ переключения в магнитной и упругой подсистемах трехслойной магнитной структуры // Известия РАН. Серия физическая. – 2023. – Т. 87, № 4. – С. 473-480.

5. Б.А. Голдин, Л.Н. Котов, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах) / Л.: Наука, 1991. 149 с.

УДК: 537.874; 537.624

Возбуждение магнитоупругих колебаний периодическими импульсами пикосекундной длительности

Шавров В.Г.
д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники РАН

Щеглов В.И.
к.ф.-м.н., ст.н.с., Институт радиотехники и электроники РАН

Аннотация. *В ферритовой пленке рассмотрено возбуждение магнитоупругих колебаний периодическими импульсами упругого смещения. Приведены примеры различной длительности импульсов и различных параметров материала.*

Ключевые слова: *намагниченность, магнитоупругие колебания, пикосекундные импульсы.*

Magnetoelastic vibrations excitation by periodic pulses piko-second duration

Shavrov V.G.
Dr.Sc., professor, Institute of radioengineering and electronics RAS

Shcheglov V.I.
Cand.Sc., s.s.r., Institute of radioengineering and electronics RAS

Annotation. *In ferrite film the excitation of magnetoelastic vibrations by periodic elastic displacement is investigated. The material parameters and different pulse durations are investigated.*

Keywords*: magnetization, magnetoelastic vibrations, piko-second pulses.*

Современная технология обработки информации требует обращения к процессам нано-, пико- и фемтосекундной длительности [1, 2]. Особый интерес представляют подобные процессы в магнитных средах, наблюдаемые в схеме «накачки-зонда» [3]. При этом температурное возмущение упругой среды, создаваемое мощным импульсом лазера, через посредство магнитострикции вызывает прецессию намагниченности, а также магнитоупругие и спиновые волны [4-8].

В большинстве цитированных работ, в том числе в [8], исследуется воздействие на магнитную среду одиночного импульса упругого смещения, тогда как импульсный лазер обычно генерирует периодическую серию импульсов. Настоящая работа посвящена рассмотрению воздействию на магнитную среду именно серии периодических импульсов пикосекундной длительности, следующих с интервалом в десятки и сотни микросекунд.

Геометрия задачи совпадает с описанной в работах [8, 9]. В качестве магнитной среды рассматривается магнитоупругая пленка толщины d. Материал пленки имеет кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пленки. Плоскость Oxy декартовой системы координат $Oxyz$ совпадает с плоскостью пленки, ось Oz ей перпендикулярна. Центр системы координат O находится в центре пленки, ее плоскости соответствуют координатам $z=\pm d/2$. Внешнее постоянное магнитное поле $\vec{H}_0$ перпендикулярно плоскости пленки. Пленка находится на подложке, упругие параметры

которой отличаются от параметров пленки, так что частота упругого резонанса определяется толщиной пленки. Величина поля и толщина пленки выбраны таким образом, что частота магнитного резонанса и частота упругого совпадают. Вектор упругого смещения $\vec{u}$, приходящего из подложки, действует в плоскости магнитной пленки.

Математический аппарат совпадает с описанным в работах [8, 9]. Методом Рунге-Кутта решается система связанных уравнений для намагниченности и упругого смещения. Рассматривается развитие магнитных и упругих колебаний во времени. Возбуждение системы осуществляется периодически следующими импульсами упругого смещения. Воздействие упругого смещения на пленку вызывает в ней поле магнитострикции, пропорциональное величине упругого смещения. Благодаря периодичности упругих импульсов поле магнитострикции также имеет периодический импульсный характер. В плоскости пленки Oxy развивается упругое смещение $u_{x,y}$ и колебания намагниченности $m_{x,y}$.

Основные параметры задачи: $4\pi M_0$ = 1750 Гс, c_{44} = 7.64 10^{11} эрг см$^{-3}$, ρ = 5.17 г см$^{-3}$, B_2 = 6.96 10^6 эрг см$^{-3}$, толщина d = 0.6865 мкм, параметры затухания: α = 0.02, β = 10^9 с$^{-1}$. Поле H_0 = 2750 Э. Длительность импульсов на половине высоты – от 1 пс до 400 пс, период следования импульсов – 9 нс. Амплитуда импульсов – 100 Э. Частота собственных магнитных и упругих колебаний – 2800 МГц, что соответствует периоду 357 пс.

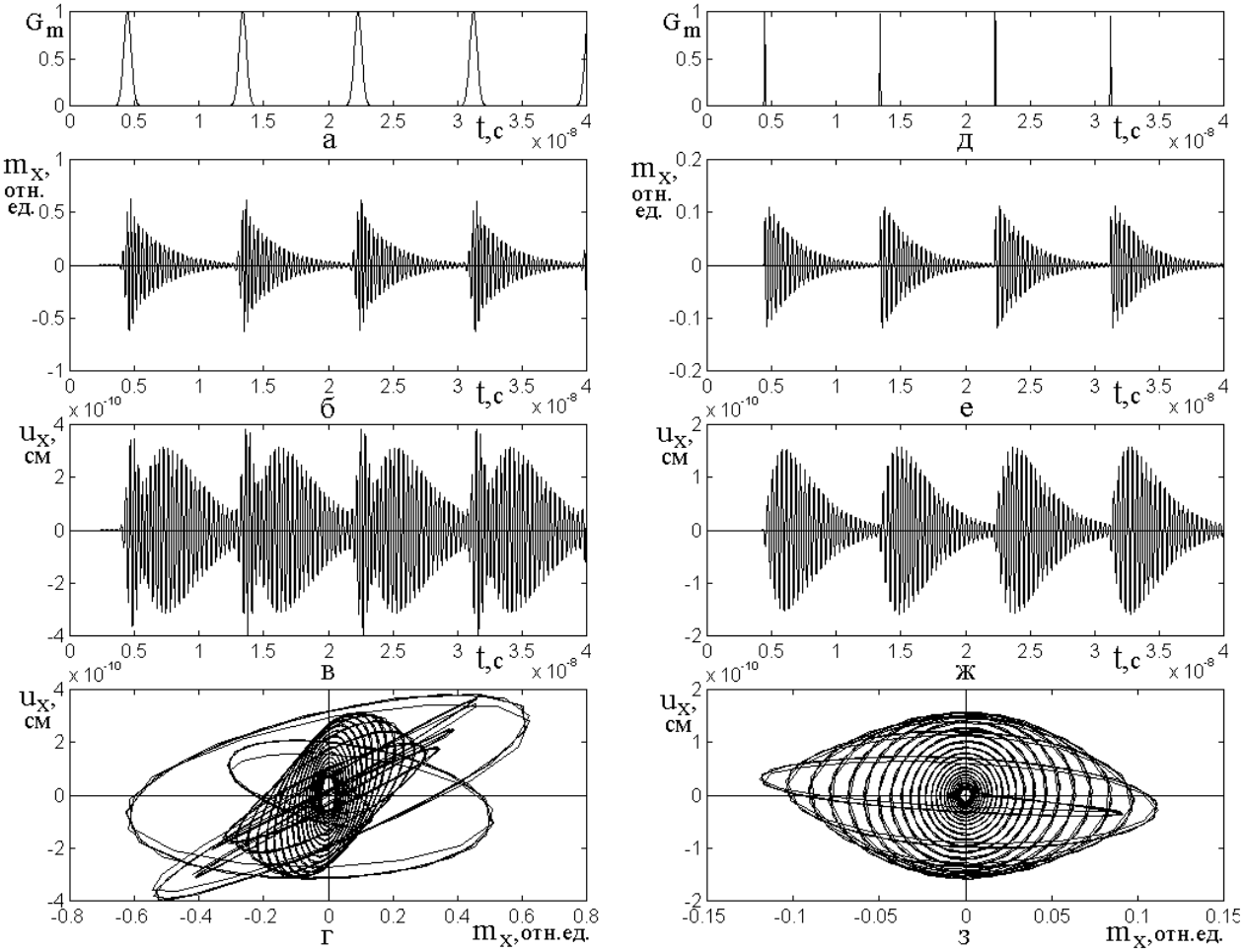


Рис.1. Развитие во времени исходных импульсов (а, д), намагниченности (б,е), упругого смещения (в,ж), а также параметрический потрет смещения от намагниченности (г,з).

На рис.1 показано развитие во времени исходных импульсов и возбуждаемых ими магнитных и упругих колебаний. Длительность импульсов в левом столбце эпюр рисунка – 650 пс. Эта величина около двух раз превышает период собственных колебаний, так что

колебания намагниченности за это время успевают развиться, что далее обеспечивает первичный выброс амплитуды упругих колебаний. После этого выброса упругие колебания развиваются в соответствии со своим периодом релаксации. Длительность импульсов в правом столбце рисунка – 160 пс, то есть в два раза меньше периода собственных колебаний. Колебании намагниченности за это время развиться не успевают, поэтому первичный упругий выброс отсутствует. Различие характера колебаний в этих двух случаях порождает различие их параметрических портретов.

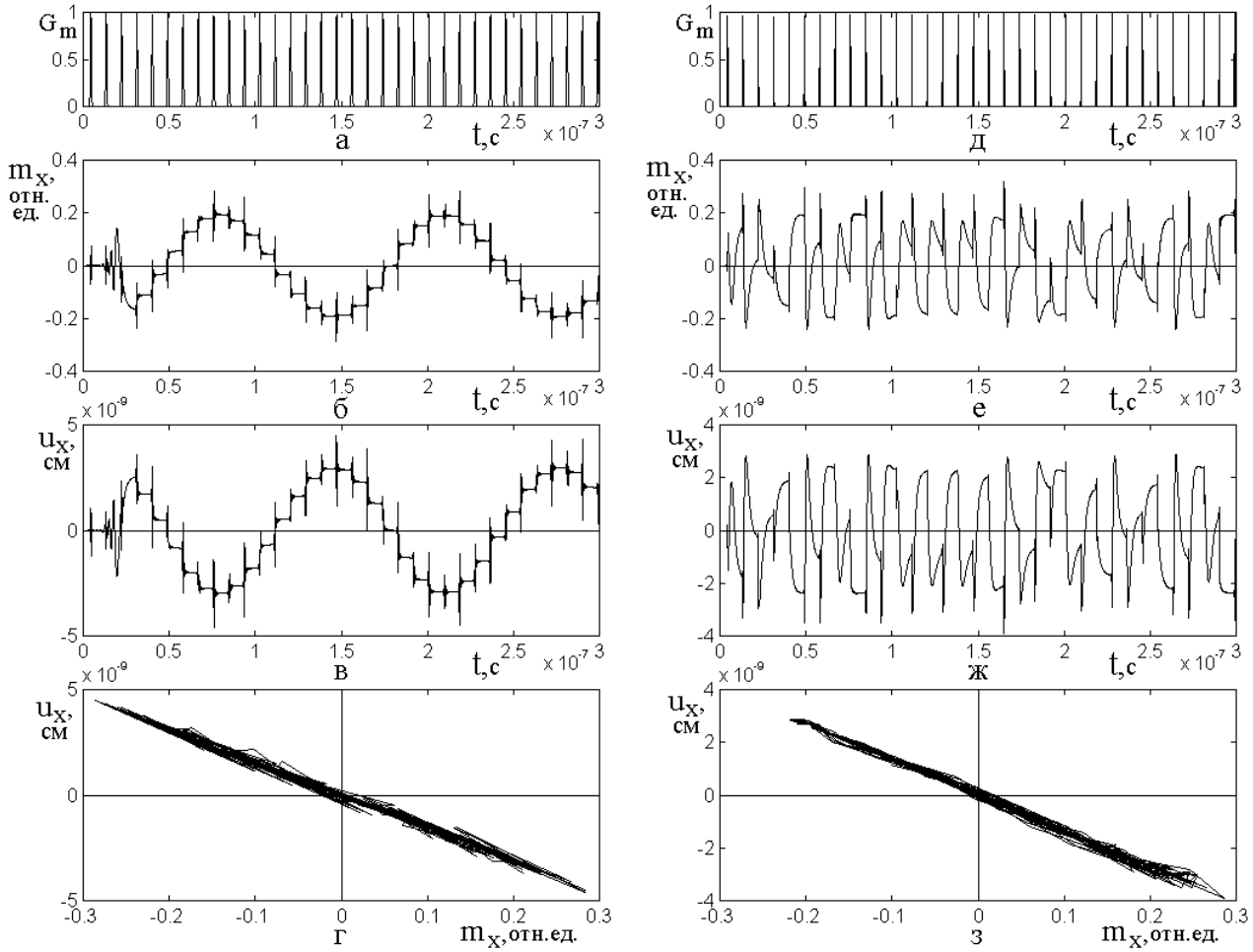


Рис.2. Развитие во времени исходных импульсов (а, д), намагниченности (б,е), упругого смещения (в,ж), а также параметрический потрет смещения от намагниченности (г,з) в при сильной магнитострикции в большом интервале времени.

На рис.2 показано развитие во времени исходных импульсов и возбуждаемых ими магнитных и упругих колебаний при большом значении константы магнитоупругого взаимодействия B_2 = 348 10^6 эрг $см^{-3}$, Длительность импульсов в обоих столбцах рисунка – та же, что на рис.1, полный интервал времени – увеличен в 7 раз. В этом случае наблюдаются высокоамплитудные колебания намагниченности переориентационного характера, период которых в левом столбце (в,г) составляет около 128 нс, а в правом (е,ж) благодаря уменьшению длительности импульса, не имеет четкой выраженности, так что колебания приобретают близкий к хаотическому характер. Можно полагать, что столь большой период переориентации обусловлен значительной постоянной времени ориентационного перехода намагниченности, нагруженной упругой системой [10]. Параметрические портреты (г,з) в обоих случаях близки и содержат значительную примесь хаотичности.

Существенным отличием наблюдаемого на рис.2 режима переориентации под действием периодических импульсов от переориентации при ступенчатом изменении поля, описанной в работе [10], является его динамический характер. Так, при ступенчатом поле переориентация

имеет необратимый характер, то есть намагниченность переориентируется и остается в этом положении, а периодическое импульсное воздействие приводит к колебаниям переориентированного положения намагниченности, показанного на рис.2 б,е и подобным же колебаниям упругого смещения на рис.2 в,д. Режим динамической переориентации по константе магнитоупругости имеет пороговый характер. При принятых параметрах порог составляет $330 \cdot 10^6$ эрг $см^{-3}$, Период колебания при этой величине стремится к бесконечности, а при дальнейшем увеличении константы уменьшается, однако даже при увеличении константы на порядок всегда остается больше периода возбуждающих импульсов. Уменьшение намагниченности пленки приводит к снижению порога и увеличению периода колебаний. Изменение параметров затухания магнитной и упругой подсистем на порядок в ту и другую сторону порог не меняет. Изменение длительности возбуждающих импульсов порога переориентации не меняет, однако, как видно из сравнения рис.2 б,в с рис.2 е,ж период колебаний при укорочении импульса сильно уменьшается и появляется заметная хаотическая составляющая. Проверка показывает, что при дальнейшем укорочении импульсов степень хаотизации увеличивается.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Список использованных источников.

1. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. // Rev. Mod. Phys. 2010. V.82. №3. P.2731.
2. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н., Щеглов В.И., Ломоносов А.М., Темнов В.В. Современные проблемы сверхбыстрой магнитоакустики. // АЖ (Акустический журнал). 2022. Т.68. №1. С.22-56.
3. Walowski J., Münzenberg M. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics. // J. Appl. Phys. 2016. V.120. №14. P.140901(16).
4. Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M., Huebl H., Gross R., Brandt M.S., Goennenwein S.T.B. Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: theory and experiment. // Phys. Rev. B. 2012. V.86. №13. P.134415(13).
5. Thevenard L., Gourdon C., Prieur J.Y., Von Bardeleben H.J., Vincent S., Becerra L., Largeau L., Duquesne J.Y. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers. // Phys. Rev. B. 2014. V.90. №9. P.094401(8).
6. Чернов А.И., Кожаев М.А., Ветошко П.М., Додонов Д.В., Прокопов А.Р., Шумилов А.Г., Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Звездин А.К., Белотелов В.И. Локальное зондирование магнитных пленок с помощью оптического возбуждения магнитостатических волн. // ФТТ. 2016. Т.58. №6, С.1093.
7. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения магнитоупругих волн фемтосекундным импульсом света. // Электронный «Журнал радиоэлектроники». 2017. №6. Режим доступа: http://jre.cplire.ru/jre/jun17/5/text.pdf.
8. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Колебания намагниченности в магнитоупругой среде при ударном воздействии упругого смещения. // Электронный «Журнал радиоэлектроники», 2018, №4, Режим доступа: http://jre.cplire.ru/jre/apr18/3/text.pdf.
9. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. // РЭ, 2009, т.54, №7, с.863-874.
10. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейная динамика установления намагниченности в ферритовой пластине с магнитоупругими свойствами в условиях ориентационного перехода. // РЭ, 2010, т.55, №6, с.689-701.