



# ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ ИМ. Л.Ф. ВЕРЕЩАГИНА РАН

## КОНФЕРЕНЦИЯ «СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И КВАНТОВЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ»

6 июня 2013 г., г. Москва, г. Троицк

### ТЕЗИСЫ

#### **Программный комитет:**

Л.В. Келдыш, академик (ФИАН) (председатель)  
П.И. Арсеев, чл.-корр. РАН (ФИАН)  
В.В. Бражкин, чл.-корр. РАН (ИФВД РАН)  
С.В. Демишев, д.ф.-м.н. (ИОФ РАН)  
В.Н. Рыжов, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)  
С.М. Стишов, академик (ИФВД РАН)  
В.Б. Тимофеев, академик (ИФТТ РАН)  
Л.А. Фальковский, д.ф.-м.н. (ИТФ РАН)

#### **Оргкомитет:**

С.М. Стишов, академик (ИФВД РАН) (председатель)  
П.И. Арсеев, чл.-корр. РАН (ФИАН)  
В.В. Бражкин, чл.-корр. РАН (ИФВД РАН)  
В.И. Бугаков, д.т.н. (ИФВД РАН)  
Т.В. Валянская, к.ф.-м.н. (ИФВД РАН)  
С.В. Демишев, д.ф.-м.н. (ИОФ РАН)  
В.Н. Рыжов, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)  
Л.Б. Солодухина (ИФВД РАН)

## Устные доклады

### Фазовые переходы в двумерной $J_1$ - $J_2$ модели Гейзенберга и двумерной модели Кугеля-Хомского

М.Ю.Каган<sup>1</sup>, К.И.Кугель<sup>2</sup>, А.Ф.Барабанов<sup>3</sup>, А.В.Михеенков<sup>3,4\*</sup>, А.В.Шварцберг<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН*

<sup>2</sup> *Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН*

<sup>3</sup> *Институт физики высоких давлений им. Л.Ф.Врещагина РАН*

<sup>4</sup> *Московский физико-технический институт*

В рамках сферически симметричного самосогласованного подхода (СССП) рассмотрены две модели на двумерной квадратной решетке.

Для  $S=1/2$   $J_1$ - $J_2$  квантовой модели Гейзенберга получены спин-спиновые корреляционные функции, энергия и спектры спиновых возбуждений при любых соотношения между первым и вторым обменами (то есть для полного « $J_1$ - $J_2$  круга»), как для нулевой температуры, так и для  $T>0$ . Результаты, полученные без обычно используемых в рамках СССП настроечных параметров, находятся в качественном согласии с имеющимися на некоторых участках « $J_1$ - $J_2$  круга» численными и аналитическими данными. Показано, что учет вершинных поправок и затухания ведет и к количественному согласию на любом участке.

При  $T=0$  определены три фазы с дальним спиновым порядком (ФМ, АФМ и страйп) и две области спиновой жидкости. Показано, в частности, что переход из ФМ фазы в спиновую жидкость является непрерывным и идет через узкую область «мягкого» ферромагнетика. Между АФМ и ФМ фазами (около точки  $J_1=0, J_2=-1$ ) не возникает спиновой жидкости, однако ближний порядок в этой области существенно смягчен.

В рамках СССП рассмотрена также двойная модель Гейзенберга (модель Кугеля-Хомского), описывающая взаимодействие спиновых и псевдоспиновых (орбитальных) степеней свободы. Псевдоспин в модели Кугеля-Хомского отвечает  $e_g$  дублету 3d орбиталей. Показано, что с ростом взаимодействия между подсистемами происходит переход в состояние с сильными спин-псевдоспиновыми корреляциями. Соответствующие корреляционные функции с падением температуры растут степенным образом с показателем, близким к  $1/2$ .

### Эффекты взаимодействия и беспорядка в тонких пленках трёхмерных топологических изоляторов

И.С. Бурмистров

*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН*

Развита теория квантовых поправок от интерференции (слабая анти локализация) и межэлектронного взаимодействия (поправки Аронова-Альтшулера) для электронного транспорта в диффузионном режиме на поверхности тонких пленок трёхмерных топологических изоляторов (например,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и др.). Рассмотрен общий случай разных поверхностных концентраций носителей, некоррелированного на разных поверхностях пленки беспорядка, и т. д. (см. Рис. 1). Показано, что взаимодействие между электронами на верхней и нижней поверхностях пленки приводит к качественно новому поведению поверхностной проводимости как функции температуры, по сравнению со случаем массивного образца. В частности возникает режим не монотонного с температурой изменения поверхностной проводимости. Также проведено сравнение между поведением проводимости на поверхности тонкой пленки топологического изолятора (ТПТИ) и двумерного электронного газа в двойной квантовой яме (ДКЯ) с сильным спин-орбитальным взаимодействием (например, в структурах  $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ ). Результаты работы представлены в [1].

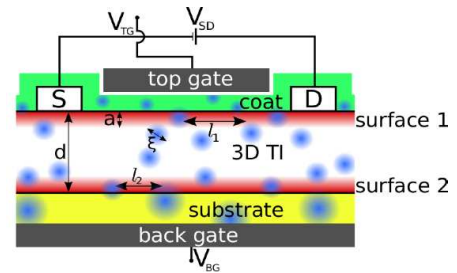


Рис.1. Схематическое изображение образца.

[1] E.J. Koenig, P.M. Ostrovsky, I.V. Protodopov, I.V. Gornyi, **I.S. Burmistrov**, A.D. Mirlin, “Interaction and disorder effects in 3D topological insulator thin films”, готовится к печати

### Квантовые осцилляции в топологических изоляторах

С.И. Веденеев

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*

Топологические изоляторы, вызвавшие большой интерес в настоящее время, являются новым уникальным состоянием материи. В объеме они имеют энергетическую щель в спектре возбуждений, как и обычные изоляторы, но образуют металлические (бесщелевые) поверхностные состояния, в которых из-за сильного спин-орбитального взаимодействия спин электрона однозначно связан с импульсом и перпендикулярен ему. Вслед-

ствие необычной связи спина и импульса и благодаря сохранению симметрии по отношению к обращению времени, эти состояния защищены от упругого рассеяния на немагнитных примесях, что делает топологические изоляторы многообещающими кандидатами для спинтроники.

Поверхностные состояния в топологических изоляторах подробно изучены с помощью фотоэмиссии с угловым разрешением, но очень мало доступной информации о их транспортных и магнитотранспортных свойствах. Монокристаллы  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{Bi}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Se}_3$  и  $\text{Bi}_{2-x}\text{Ca}_x\text{Se}_3$  высокого качества с размерами до 10 мм были выращены с помощью модифицированного метода Бриджмена. Качество кристаллов проверялось с помощью рентгеновской дифракции и микроанализа. Концентрация и тип носителей заряда определялись холловскими измерениями.

Мы сообщаем о наблюдении осцилляций Шубникова-де-Гааза и холловских осцилляций. Вращая образец в магнитном поле, мы доказали что, эти осцилляции возникают из двумерных поверхностных состояний в трехмерных неметаллических монокристаллах и зависят только от перпендикулярной компоненты магнитного поля. Мы показываем также, что топологический изолятор  $\text{Bi}_{2-x}\text{Ca}_x\text{Se}_3$  является сверхпроводником с температурой сверхпроводящего перехода около 4 К.

## Параметрическая неустойчивость 2D электронной жидкости в магнитном поле под действием СВЧ излучения

А.А. Заболотных<sup>2,1</sup>, В.А. Волков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

<sup>2</sup> *Московский физико-технический институт*

Исследования СВЧ отклика двумерной электронной системы (2DES) с очень высокой подвижностью электронов (порядка  $10^7$  см<sup>2</sup>/В·с) при низких температурах в магнитном поле вызывают большой интерес (см., например, обзор [1]). Фотосопротивление таких структур уже при небольшой мощности СВЧ накачки сильно изменяется: оно осциллирует при изменении магнитного поля с периодом, определяемым отношением частоты облучения  $\Omega$  к циклотронной частоте электронов  $\omega_c$  [2,3].

Недавно в системах с ещё большей подвижностью был обнаружен новый эффект [4]-[7]: появление аномально высокого и узкого пика фотосопротивления 2DES, возникающего, когда  $\Omega$  находится вблизи  $2\omega_c$ . Трехлетнее существование необъясненного до сих пор эффекта гигантского фотоотклика является вызовом теории. В данной работе предложен и проанализирован новый механизм, способный объяснить все наблюдаемые особенности этого эффекта.

Построена теория, использующая гидродинамический подход для описания 2D электронной жидкости под действием неоднородного электрического СВЧ поля частоты  $\Omega$ . В реальных 2DES поле, действующее на электроны, всегда неоднородно из-за наличия контактов, с помощью которых измеряется фотосопротивление, причем амплитуда этого поля  $E_0$  падает по степенному закону типа  $1/x$  при удалении от контакта внутрь 2DES. Динамика 2DES описывается в линейном приближении по флуктуациям гидродинамической скорости, но во всех порядках по нелинейности накачки. В результате зависящая от времени накачка входит в уравнения для флуктуаций скорости  $v(x,t)$  параметрическим образом. Учтено резкое усиление неоднородного поля накачки за счет виртуального возбуждения т.н. бернштейновских магнитоплазменных мод. Получено, что при  $\Omega$  вблизи  $2\omega_c$ , в достаточно чистой системе возможно появление параметрической неустойчивости. Порог накачки стремится к нулю в бесстолкновительном пределе. Развитие неустойчивости приводит к разогреву 2DES, что, в свою очередь, приводит к резкому увеличению сопротивления (на опыте сопротивление образцов очень чувствительно к температуре) и появлению гигантского узкого пика в фотосопротивлении, обнаруженного в экспериментах [4]-[7].

Работа поддержана грантом РФФИ № 11-02-01290.

1. I.A.Dmitriev, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, and M.A. Zudov, Rev. Mod. Phys., **84**, 1709 (2012)
2. M.A. Zudov, R.R. Du, J.A. Simmons, and J. L. Reno, Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001)
3. M.A. Zudov, R.R. Du, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003)
4. Ya. Dai, R.R. Du, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **105**, 246802 (2010)
5. Ya. Dai, K. Stone, I. Knez, C. Zhang, R.R. Du, C. Yang, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. B **84**, 241303(R) (2011)
6. A.T. Hatke, M.A. Zudov, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. B **83**, 121301(R) (2011)
7. A.T. Hatke, M.A. Zudov, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. B **83**, 201301(R) (2011)

## Электронно-дырочная жидкость в системах пространственно прямых и непрямых экситонов в гетероструктурах на основе кремния и его соединений с германием

Т.М. Бурбаев, Д.С. Козырев, Н.Н. Сибельдин и М.Л. Скориков

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*

Известно, что в объемных Si и Ge основным состоянием достаточно плотной неравновесной  $e$ - $h$  системы при низких температурах является металлическая электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ), в которую конденсируются экситоны. Настоящая работа посвящена исследованию этого фазового перехода в квазидвумерном слу-

чае – в гетероструктурах на основе Si и его соединений с Ge. В отличие от объемных материалов, в которых пространственное распределение электронной и дырочной плотности при фотовозбуждении одинаково, в Si/Ge-гетероструктурах II рода возможно получение систем, в которых электроны и дырки пространственно разделены и образуют дипольные экситоны. Время жизни таких экситонов велико, что позволяет создавать их высокую концентрацию и исследовать их взаимодействие с образованием новых, невозможных в объемных материалах многочастичных состояний: дипольных ЭДЖ, плазмы (ЭДП) и биэкситонов. Исследования проводились методом низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) в ближней инфракрасной (БИК) и видимой областях спектра. Излучение в видимой области возникает при совместной рекомбинации 4-х частиц – 2-х электронов и 2-х дырок. ФЛ в видимой области непосредственно указывает на образование многочастичных состояний. Простейшая система с дипольными экситонами реализована нами в структуре Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si с напряженным слоем твердого раствора. Слой Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> образует относительно глубокую КЯ для дырок в валентной зоне и невысокий барьер для электронов в зоне проводимости. Взаимодействуя с дырками, электроны могут проникать в барьерный слой. Варьируя его толщину  $d$  можно получать как системы с пространственно прямыми (при малых  $d$ ), так и с пространственно непрямыми экситонами. Вторая система с дипольными экситонами была получена в двухъямных структурах, выращенных на подложках из сплава Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>, в которых напряженные кремниевые слои (КЯ для электронов) встроены между напряженными слоями Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> (барьер для электронов и КЯ для дырок). Получены следующие основные результаты:

Показано, что линии ФЛ в БИК и видимой областях спектра в одноямных структурах Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si с напряженными слоями твердого раствора имеют одинаковую природу и обусловлены квазидвумерной ЭДЖ. Доказательство основано на совпадении экспериментально измеренной формы линии ФЛ в видимой области со сверткой формы линии в БИК области.

В одноямных структурах Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si определены энергии связи пространственно прямых и дипольных биэкситонов в Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>-слое, которые оказались заметно больше энергии связи биэкситонов в объемном случае. Увеличение энергии связи можно объяснить понижением размерности объекта.

В одноямных и двухъямных гетероструктурах при низких температурах и высоких уровнях возбуждения обнаружено образование ЭДЖ с пространственно разделенными электронами и дырками. Критическая температура дипольной ЭДЖ и энергия связи существенно меньше, чем пространственно прямой. ЭДЖ в двухъямных структурах обладает свойством пространственной самоорганизации.

Работа поддержана РФФИ грант 13-02-90467 и программами РАН.

### **Осцилляции магнетосопротивления Ааронова-Бома на графитовых и графеновых структурах с единичным наноотверстием**

Ю.И. Латышев<sup>1</sup>, А.П. Орлов<sup>1</sup>, В.А. Волков<sup>1</sup>, В.В. Еналдиев<sup>1</sup>, И.В. Загороднев<sup>1</sup>, О.Ф. Вывенко<sup>2</sup>,  
Ю.В. Петров<sup>2</sup>, П. Монсо<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>МРЦ по нанотехнологии Санкт-Петербургского государственного университета

<sup>3</sup>Институт Нееля, CNRS, Гренобль

На структурах нанотонкого графита и графена с единичными наноотверстиями различного диаметра проведены детальные исследования периодических по полю осцилляций магнетосопротивления. Установлено, что во всех случаях период осцилляций по потоку близок к кванту потока  $\Phi_0 = hc/e$  на площадь наноотверстия. Осцилляции объясняются эффектом Ааронова-Бома на краевых состояниях, прижатых к периметру отверстия. Такие состояния ранее в транспорте не проявлялись.

Помимо основной серии осцилляций магнетосопротивления с периодом  $\Phi_0$  также обнаружена дополнительная серия с периодом  $\Phi_0/2$  меньшей амплитуды. Температурные зависимости амплитуды осцилляций как основной, так и дополнительной серии, имеют одинаковую экспоненциальную зависимость, с той же величиной характерной температуры  $T_0$ , что указывает на их общую природу, определяемую краевыми состояниями.

Механизм осцилляций связывается с резонансным междолинным рассеянием назад на краевых состояниях таммовского типа ("состояниях Тамма-Дирака"), циркулирующих вокруг периметра наноотверстия, причем направление циркуляции определяется номером долины. Отверстие можно представить как рассеиватель, характеристики рассеяния на котором периодически изменяются с величиной магнитного потока через него. Из эксперимента получены оценки глубины проникновения краевых состояний и скорости носителей, локализованных на них.

Работа поддержана грантами РФФИ №11-02-01379-а, №11-02-01290-а, Минобрнауки, соглашение №8033, программами РАН.

### **Pressure effect on the magnetic susceptibility and specific heat of Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub> helimagnet: comparison with MnSi**

V.A. Sidorov<sup>1</sup>, A.E. Petrova<sup>1</sup>, P.S. Berdonosov<sup>2</sup>, V.A. Dolgikh<sup>2</sup> and S.M. Stishov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Vereshchagin Institute for High Pressure Physics,

<sup>2</sup>Department of Chemistry, Moscow State University, Moscow

The family of compounds MnSi, Mn<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>Si, FeGe having a cubic B20-type (space group  $P2_13$ ) crystal structure order magnetically at low temperatures in a spin helix structure with a long period of helix. The appearance of this spin helix structure is due to Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) related with the lack of inversion symmetry of a crystal lattice, in addition to the main ferromagnetic spin exchange. Recently a compound Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub> possessing a cubic non-centrosymmetric  $P2_13$  crystal structure was found to have a magnetic structure and T-H magnetic diagram similar to those of MnSi [1]. We have studied the magnetic transition in this material by means of magnetic ac-susceptibility and ac-calorimetry at nearly hydrostatic pressure up to 6 GPa.

The temperature of the transition to the spin helix structure ( $T_C = 57.5$  K at ambient pressure) increases nearly linearly at high pressure up to 6 GPa with the initial slope 3 K/GPa. The dependences  $\chi(T)$  and  $C(T)$  near  $T_C$  at ambient pressure are anomalous.  $\chi(T)$  has a sharp drop at  $T_C$  and an inflection point  $\sim 1$  K above  $T_C$ . The midpoint of a specific heat anomaly near  $T_C$  corresponds to this inflection point of  $\chi(T)$  and an additional sharp peak of  $C(T)$  corresponds to a sharp drop of  $\chi(T)$ . The maximum of  $C(T)$  is located  $\sim 0.3$  K above  $T_C$ . The existence of a sharp peak of  $C(T)$  superimposed on a broad one was reported earlier for Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub> [1] and for MnSi [2].

All these features may be related with the development of the chiral spin fluctuations in Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub> near  $T_C$  in the spirit of model proposed by Grigoriev et al. [3] for the related system Mn<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>Si on the basis of the magnetic ac-susceptibility and SANS measurements. In this case the temperature range  $\Delta T$  between two peaks of the specific heat corresponds to the region of strong chiral fluctuations. The value of  $\Delta T$  increases nearly linearly at high pressure for Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub> (from  $\Delta T = 0.31$  K at  $P = 0$  to  $\Delta T = 0.54$  K at 4.6 GPa) in line with the increase of  $T_C$ . For MnSi  $\Delta T$  decreases and vanishes under pressure [4], again in line with the pressure effect on  $T_C$  (decrease of  $T_C$ ). Finally we see a very close similarity between two materials MnSi (metal) and Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub> (insulator) which may be of importance for development of theoretical models and for better understanding of role of DMI in chiral systems.

This research was supported by the Russian Foundation for Basic Research (Grants 12-02-00376-a, 12-03-00665-a and 12-03-92604-KO\_a), Program of the Physics Department of RAS on Strongly Correlated Systems, and Program of the Presidium of RAS on Physics of Strongly Compressed Matter.

- [1] T. Adams, A. Chacon, M. Wagner, A. Bauer, G. Brandl, B. Pedersen, H. Berger, P. Lemmens and C. Pfleiderer, Phys. Rev. Lett. **108**, 237204 (2012).  
 [2] S.M. Stishov, A.E. Petrova, S. Khasanov, G.Kh. Panova, A.A. Shikov, J.C. Lashley, D. Wu and T.A. Lograsso, Phys. Rev. B **76**, 052405 (2007).  
 [3] S.V. Grigoriev, E.V. Moskvina, V.A. Dyadkin, D. Lamago, T. Wolf, H. Eckerlebe and S.V. Maleyev, Phys. Rev. B **83**, 224411 (2011).  
 [8] A.E. Petrova and S.M. Stishov, Phys. Rev. B **86**, 174407 (2012).

### Измерение и первопринципные расчёты знака взаимодействия Дзялошинского–Мории в слабом ферромагнетике FeVO<sub>3</sub>

В.Е. Дмитриенко<sup>1</sup>, Е.Н. Овчинникова<sup>2</sup>, S.P. Collins<sup>3</sup>, G. Nisbet<sup>3</sup>, G. Beutier<sup>4</sup>, Я.О. Квашнин<sup>5</sup>, В.В. Мазуренко<sup>6</sup>, А.И. Лихтенштейн<sup>7</sup>, М.И. Кацнельсон<sup>8</sup>

<sup>1</sup>Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН,

<sup>2</sup>Московский государственный университет, физический факультет,

<sup>3</sup>Diamond Light Source Ltd, Didcot, Oxfordshire, UK,

<sup>4</sup>SIMaP, CNRS-Grenoble-INP-UJF, France,

<sup>5</sup>European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France,

<sup>6</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург,

<sup>7</sup>Institut für Theoretische Physik, Universität Hamburg, Germany,

<sup>8</sup>Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, The Netherlands

Метод измерения знака взаимодействия (направления локального вектора) Дзялошинского–Мории (ДМ)  $E_{DM} = \mathbf{D} \cdot [\mathbf{s}_1 \times \mathbf{s}_2]$  в классических слабых ферромагнетиках типа  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, MnCO<sub>3</sub>, FeVO<sub>3</sub> был предложен только недавно [1]. Идея его состоит в том, что при приложении магнитного поля в легкой плоскости кристалл становится однодоменным не только ферромагнитно, но и антиферромагнитно, и как раз знак взаимодействия ДМ задаёт знак чередования моментов в антиферромагнитной структуре относительно кристаллической. А последний может быть определён из интерференции между рассеянием на кристаллической и магнитной структурах. Для этого могут быть использованы либо нейтроны, либо, как в настоящей работе, синхротронное излучение. Знак был измерен для кристалла FeVO<sub>3</sub>, и в настоящее время ведётся работа с кристаллами  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, MnCO<sub>3</sub>, и CoCO<sub>3</sub>.

Взаимодействие ДМ имеет спин-орбитальную природу, а величина и направление вектора ДМ физически задаётся асимметрией (отсутствием центра инверсии, т.е. локальной хиральностью) в расположении атомов. Его расчёт представляет весьма сложную задачу, решение которой важно для многочисленных приложений, например, в мультиферроиках. Первопринципные вычисления для FeVO<sub>3</sub> проводились в приближении LDA+U+SO с учётом кулоновского отталкивания электронов на узле U и спин-орбитального взаимодействия. Похожий подход успешно использовался ранее для взаимодействия ДМ в кристаллах  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и La<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub> [2,3], там же можно найти дальнейшие детали и ссылки. Вычисления, дают, что наименьшую энергию имеет экспе-

риментально наблюдаемая магнитная структура со слегка скошенными антиферромагнитными спинами перпендикулярными оси  $z$  (скос  $0.9^\circ$ , что близко к наблюдаемому). Они позволили вычислить вектор ДМ для каждой связи между магнитными атомами Fe и показать, что знак поворота спина между соседними слоями задается направлением закрутки расположенных между слоями треугольников кислородных атомов. Это совпадает со знаком взаимодействия ДМ, определенным из дифракционного эксперимента.

Работа поддержана Программами фундаментальных исследований Президиума РАН «Вещество при высоких плотностях энергии» и «Дифракция синхротронного излучения в мультиферроиках и хиральных магнетиках», грантом РФФИ 13-02-00760, контрактами Министерства образования и науки 14.A18.21.0076 и 14.A18.21.0889. Мы признательны сотрудникам ESRF BM-28 за квалифицированную помощь.

1. V. E. Dmitrienko, E. N. Ovchinnikova, J. Kokubun, and K. Ishida, JETP Lett. **92**, 383 (2010).
2. V. V. Mazurenko and V. I. Anisimov, Phys. Rev. B **71**, 184434 (2005).
3. M. I. Katsnelson, Y. O. Kvashnin, V. V. Mazurenko and A. I. Lichtenstein, Phys. Rev. B **82**, 100403 (2010).

### Как устроены тяжелые фермионы в $Ce_xLa_{1-x}B_6$

Н.Е. Случанко<sup>a</sup>, М.А. Анисимов<sup>a</sup>, В.В. Глушков<sup>a</sup>, А.В. Богач<sup>a</sup>, С.В. Демишев<sup>a</sup>, Н.А. Самарин<sup>a</sup>, С.Ю. Гаврилкин<sup>b</sup>, К.В. Мицен<sup>b</sup>, Н.Ю. Шицевалова<sup>c</sup>, А.В. Левченко<sup>c</sup>, В.Б. Филипов<sup>c</sup>, С.Габани<sup>d</sup>, К.Флахбарг<sup>d</sup>

<sup>a</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

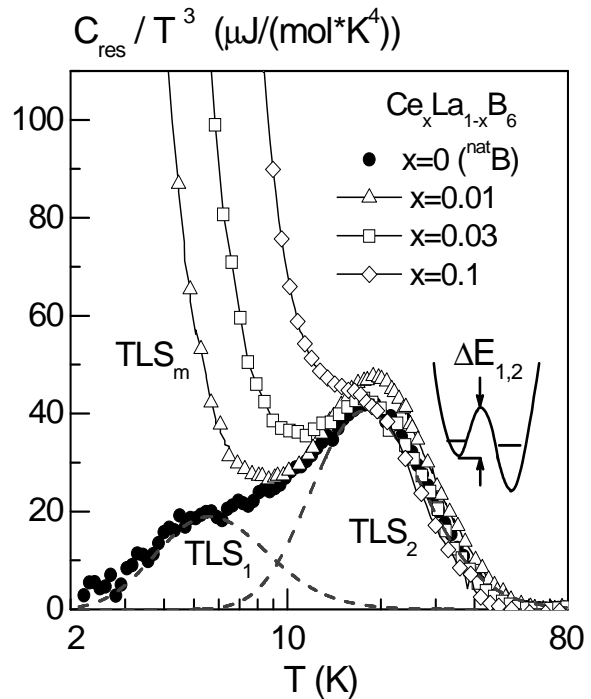
<sup>b</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

<sup>c</sup> Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

<sup>d</sup> Centre of Low Temperature Physics, IEP SAS, Kosice, Slovakia

На монокристаллических образцах высокого качества классической системы с тяжелыми фермионами  $Ce_xLa_{1-x}B_6$  ( $x = 0.01, 0.03$  и  $0.1$ ) выполнено исследование вкладов в теплоемкость в диапазоне температур  $0.4-300$  К [1]. Для оценки влияния вакансий бора в работе исследовались также монокристаллы немагнитного реперного соединения  $LaB_6$  с различным изотопическим составом ( $^{10}B, ^{11}B, ^{nat}B$ ). Анализ экспериментальных данных для всех гексаборидов  $Ce_xLa_{1-x}B_6$  позволил корректно учесть (i) вклад квазилокальной колебательной моды редкоземельных (РЗ) ионов с энергиями  $\Theta_E(La^{3+}) \approx 152$  К и  $\Theta_E(Ce^{3+}) \approx 130$  К, (ii) дебаевскую компоненту от жесткого ковалентного каркаса атомов бора с  $\Theta_D \approx 1160$  К, (iii) низкотемпературные Шоттки вклады, связанные с присутствием  $1.5-2.5\%$  вакансий бора в матрице  $RB_6$  (см. рис.) и (iv) электронную теплоемкость ( $\gamma T$ ), перенормированную за счет многочастичных эффектов в магнитных гексаборидах с  $x = 0.01, 0.03$  и  $0.1$  при низких температурах. Показано, что Шоттки- вклады отвечают двухуровневым системам (см.  $TLS_1$  и  $TLS_2$  на рис.) с энергией  $\Delta E_2 = 92-98$  К, и концентрацией  $N_2 \sim 6-8\%$ , обусловленных смещением РЗ ионов из centrosymmetricного положения в октаэдрах  $B_{24}$  в матрице  $RB_6$ .

Для гексаборидов с магнитной примесью церия выполненный анализ свидетельствует о формировании при гелиевых температурах магнитных двухуровневых систем  $TLS_m$  в окрестности Ce-центров, в которых величина барьера в двухямяном потенциале составляет  $\Delta E_m \sim 1$  К. В результате, в отличие от кондовского механизма, туннелирование между уровнями в  $TLS_m$  определяет возникновение быстрых спиновых флуктуаций с  $T_{sf} \sim 1$  К и сопровождается электрон-поляронным эффектом [2], приводящим к перенормировке электронной плотности состояний на уровне Ферми. Таким образом, в нашей работе предположен альтернативный кондовскому сценарий образования тяжелых фермионов в классических соединениях с сильными электронными корреляциями  $Ce_xLa_{1-x}B_6$ .



[1] М.А. Анисимов и др., ЖЭТФ **143** (2013) 877.

[2] Ю. Каган, Н.В. Прокофьев, ЖЭТФ **90** (1986) 2176.

## Низкоэнергетические магнитные возбуждения в системе с усиленным термоэлектрическим эффектом $\text{Yb}_{1-x}\text{Tm}_x\text{V}_{12}$ .

П.А. Алексеев<sup>1,2</sup>, К.С. Немковский<sup>3</sup>, Е.С. Клементьев<sup>4,1,2</sup>, В.Н. Лазуков<sup>1</sup>, А.С. Иванов<sup>5</sup>, Н.Ю. Шицевалова<sup>6</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт»

<sup>2</sup>НИЯУ «МИФИ»

<sup>3</sup>Центр нейтронных исследований, Юлих, Германия

<sup>4</sup>Институт ядерных исследований РАН

<sup>5</sup>Институт Лауэ Ланжевена, Гренобль, Франция

<sup>6</sup>Институт проблем материаловедения НАНУ Киев, Украина

Для серии твердых растворов  $\text{Yb}_{1-x}\text{Tm}_x\text{V}_{12}$  на основе кондо-изолятора  $\text{YbV}_{12}$  обнаружено [1], что частичное замещение Yb на Tm приводит к существенному увеличению коэффициента термо-ЭДС. Методом неупругого рассеяния нейтронов исследовано влияние примеси Tm на структуру спектра магнитных возбуждений  $\text{YbV}_{12}$  и его температурную эволюцию. Выполнены измерения спектров динамического магнитного отклика в области концентраций  $0.0 < x < 0.25$ . Обнаружено взаимное влияние ионов Tm на матрицу  $\text{YbV}_{12}$  и влияние сильных электронных корреляций на взаимодействие ионов Tm с кристаллическим электрическим полем. Анализ спектров  $\text{Yb}_{1-x}\text{Tm}_x\text{V}_{12}$  позволяет сделать вывод о существенном влиянии магнитных ионов Tm на спиновую щель и резонансную магнитную моду, которые характерны для чистого  $\text{YbV}_{12}$  [2], а также в серии твердых растворов с немагнитным изовалентным замещением  $\text{Yb}_{1-x}\text{Lu}_x\text{V}_{12}$  [3]. Обсуждается связь между спектрами электронных возбуждений и кинетическими свойствами. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 11-02-00121-а и 12-02 12077 офи-м.

1. E. Sluchanko, A. V. Bogach, V. V. Glushkov et al., JETP. Lett. **89** (2009) 256.
2. E. V. Nefedova, P. A. Alekseev, J.-M. Mignot et al., Phys. Rev. B **60** (1999) 1350.
3. P. A. Alekseev, J.-M. Mignot, K. S. Nemkovski et al., J. Phys.: Condens. Matter **16** (2004) 2631.

## Бозонный пик в передопированных манганитах

Б.П. Горшунов<sup>1,2,3</sup>, Е.С. Жукова<sup>1,2,3</sup>, В.И. Торгашев<sup>4</sup>, Л.С. Кадыров<sup>1,2</sup>, Е.А. Мотовилова<sup>1,2</sup>, F. Fischgrabe<sup>5</sup>, V. Moshnyaga<sup>5</sup>, T. Zhang<sup>6</sup>, R. Kremer<sup>7</sup>, U. Pracht<sup>3</sup>, S. Zapf<sup>3</sup>, M. Dressel<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (Государственный университет)

<sup>3</sup>I. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany

<sup>4</sup>Физический факультет Южного федерального университета, Ростов-на-Дону

<sup>5</sup>I. Physikalisches Institut, Georg-August-Universität Göttingen, Göttingen, Germany

<sup>6</sup>Institute of Solid State Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, People's Republic of China

<sup>7</sup>Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, Germany

С применением терагерцовой (ТГц) квазиоптической спектроскопии и инфракрасной (ИК) Фурье-спектроскопии измерены спектры оптической проводимости и диэлектрической проницаемости керамических образцов передопированных манганитов  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  набора концентраций  $x(\text{Ca})$  в интервале  $0.5 \leq x \leq 1.0$  (частоты  $5 \text{ cm}^{-1} - 700 \text{ cm}^{-1}$ , температуры 5 К - 300 К). При охлаждении ниже температуры перехода в зарядово-упорядоченную фазу в ТГц спектрах обнаружены линии поглощения (Рис.1). Установлено, что природа линий

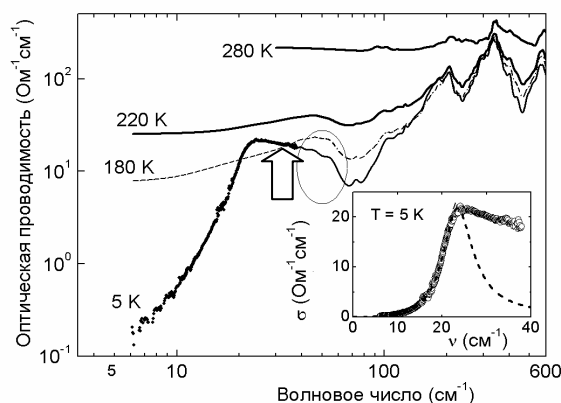


Рис.1. Спектры оптической (ТГц-ИК) проводимости керамического образца  $\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$ , измеренные при различных температурах. Овалом отмечена область, в которой возникают «фолдингские» фононы. Стрелка указывает на обнаруженный бозонный пик. На вставке показана асимметричная форма бозонного пика, которую не удаётся описать Лорентцианом (пунктир).

не может быть связана с откликом конденсата волны зарядовой плотности, как предполагается в ряде недавних публикаций. Показано, что линии представляют собой акустические фононы, приобретающие оптическую активность в результате «свёртки» зоны Бриллюэна, сопровождающей фазовый переход в зарядово-упорядоченное состояние. При дальнейшем охлаждении (ниже 100 К - 120 К) для составов с «соразмерной» ( $x = 2/3 \approx 0.67$ ) или близкой к соразмерной ( $x = 0.7$ ) концентрацией кальция в ТГц спектрах обнаружены возбуждения с выраженной асимметричной спектральной формой (стрелка на Рис.1). Возбуждения располагаются в области частот, соответствующих наиболее низкочастотной сингулярности ван Хофа в «свёрнутой» зоне Бриллюэна. Показано, что возбуждения представляют собой бозонные пики - дополнительные [по отношению к дебаевской  $\sim (\text{частота})^2$ ] вклады в плотность акустических фононных состояний, оптически активированные в результате присутствующего в системе разупорядочения.

## Динамика решетки метабората меди $\text{CuV}_2\text{O}_4$

К.Н. Болдырев<sup>1</sup>, М.Н. Попова<sup>1</sup>, Р.В. Писарев<sup>2</sup>, А.Н. Смирнов<sup>2</sup>, В.Ю. Давыдов<sup>2</sup>, Л.Н. Безматерных<sup>3</sup>,  
М.В. Смирнов<sup>4</sup>, В.Ю. Казимиров<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Институт спектроскопии РАН

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

<sup>3</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск

<sup>4</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

<sup>5</sup> Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

Метаборат меди  $\text{CuV}_2\text{O}_4$  – интересное соединение со сложной кристаллической структурой (пространственная группа симметрии  $I42d$ ) и двумя кристаллографически неэквивалентными позициями для магнитных ионов  $\text{Cu}^{2+}$  ( $4b$  и  $8d$ ), обладающее уникальными магнитными, оптическими и магнитооптическими свойствами. Медь в этом соединении квадратно координирована, как и в высокотемпературных сверхпроводниках. В работе [1] впервые были идентифицированы и исследованы узкие бесфононные линии всех  $d-d$  электронных переходов в ионах  $\text{Cu}^{2+}(4b)$  и  $\text{Cu}^{2+}(8d)$ . Кроме того, в спектрах наблюдалась богатая вибронная структура, сопровождающая каждую бесфононную линию. Для интерпретации этой структуры и более глубокого понимания свойств соединения необходима информация о динамике решетки, и настоящая работа посвящена ее комплексному исследованию. Были изучены спектры отражения и пропускания поляризованного света и спектры комбинационного рассеяния во всех необходимых поляризациях в широком спектральном диапазоне 20-2500  $\text{cm}^{-1}$ . Показано, что некоторые группы близко расположенных частот могут быть интерпретированы в рамках Давыдовского расщепления внутримолекулярного колебания комплекса  $\text{CuO}_4$ . Анализ спектров комбинационного рассеяния, моделирование спектров отражения методом дисперсионного анализа и *ab initio* расчеты методом функционала плотности позволили надежно идентифицировать и определить параметры 73 из 75 оптически активных фононов центра зоны Бриллюэна. Интерпретированы некоторые особенности в спектре многофононного поглощения. Найдено, что частоты фононных мод слабо зависят от температуры; их ширины уменьшаются с понижением температуры, хотя пока не удалось надежно зарегистрировать особенности при температурах магнитных фазовых переходов. Последнее говорит об отсутствии или незначительной величине магнитоупругих взаимодействий в метаборате меди. Работа развивается в направлении более детального исследования связи электронной структуры с магнитными взаимодействиями внутри и между подрешетками.

Работа поддержана Программой фундаментальных исследований ОФН РАН “Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах” и грантом Президента Российской Федерации для молодых кандидатов (МК – 1700.2013.2).

[1] R. V. Pisarev, A. M. Kalashnikova, O. Schöps, L. N. Bezmaternykh, *Phys. Rev. B* **84**, 075160 (2011).

## Энергия основного состояния квантовых жидкостей

А.М. Дюгаев<sup>1</sup>, П.Д. Григорьев<sup>1</sup>, Е.В. Лебедева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

<sup>2</sup> Институт физики твердого тела РАН

На основе закона соответственных состояний для квантовых жидкостей и опытных данных по зависимости энергий основного состояния  $E_4^0(n)$ ,  $E_3^0(n)$  от плотности  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$  определены кинетические и потенциальные энергии атомов  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ . В приближении бесструктурной квантовой жидкости потенциальные энергии равны:  $V_4^0(n)=V_3^0(n)$ , а кинетические энергии обратно пропорциональны массе атома:  $K_4^0(n)=(3/4)K_3^0(n)$ . Потенциальная энергия, определенная выражением  $V^0=4E_4^0-3E_3^0$  с большой точностью линейно зависит от плотности  $n$ , что связано со слабо представленным ближним порядком в жидком гелии. Кинетическая энергия жидкого  $^4\text{He}$  определяется соотношением  $K_4^0(n)=3[E_3^0(n)-E_4^0(n)]$ , которое согласуется с опытными данными по рассеянию нейтронов в жидкого  $^4\text{He}$ . Величины  $K_4^0(n)$  и  $K_3^0(n)$  определяют масштаб всех термодинамических характеристик жидкости в области температур, где можно пренебречь эффектами статистики частиц.

## Проявление неупругих эффектов и процессов многократного рассеяния при квантовом транспорте через анизотропную магнитную примесь при конечных температурах

В.В. Вальков,<sup>1\*</sup> С.В. Аксенов,<sup>1</sup> Е.А. Уланов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского, Красноярск

<sup>2</sup> Сибирский аэрокосмический университет, Красноярск

Развитие электроники направлено в сторону создания устройств, чьи характеристики определяются физическими процессами, протекающими на масштабах отдельных атомов и молекул. Экспериментальные данные последних лет демонстрируют эффекты, связанные с неупругим характером электронного транспорта через такие системы, а также с наличием многочастичных корреляций. Дополнительным фактором, приводящим к особенностям вольт-амперных характеристик систем атомного масштаба, является наличие у них магнитных степеней свободы, проявляющихся, в частности, в появлении магнитной анизотропии.



В данной работе на основе неравновесной техники Келдыша [1] изучены транспортные характеристики анизотропной магнитной примеси. Для учета состояний примесной подсистемы использовано атомное представление, а неравновесные функции Грина для локализованных состояний построены на операторах Хаббарда. Это позволило последовательно описать процессы многократного рассеяния электронов при транспорте в магнитном поле через анизотропную магнитную примесь со спином  $S$ , адсорбированную на поверхность. В соответствии с экспериментом предполагалось, что транспортируемые электроны взаимодействуют с примесью за счет s-f-обменной связи.

При учете процессов рассеяния во всех порядках теории возмущений было найдено решение уравнения Дайсона для неравновесных функций Грина в атомном представлении:  $D_{\sigma\alpha\beta}(\tau-\tau') = -i\langle \hat{T}_C X^\alpha(\tau) X^{-\beta}(\tau') \rangle$  для системы магнитная примесь + электроны. Использование этого решения позволило получить выражение для тока:

$$I = 2e \sum_{\sigma,\alpha\beta} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \frac{\Gamma_{\sigma,\alpha\beta}^L \Gamma_{\sigma,\alpha\beta}^R}{\Gamma_{\sigma,\alpha\beta}} A_{\sigma,\alpha\beta}(\omega) \left[ n_L \left( \omega - \frac{eV}{2} \right) - n_R \left( \omega + \frac{eV}{2} \right) \right],$$

$$A_{\sigma,\alpha\beta} = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \{ D_{\sigma,\alpha\beta}^r \} = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{\sigma,\alpha\beta} L_\alpha L_\beta}{1 + \left[ \sum_v \Gamma_{\sigma,\nu\nu} L_\nu \right]^2}, \quad L_\alpha = \frac{b_\alpha}{\omega + \alpha E},$$

где  $b_\alpha = N_n + N_m$ ,  $\alpha E = E_n - E_m$ . Из представленного выражения следует, что вклад в ток дают не только разрешенные переходы между состояниями,  $\alpha$  (чему соответствуют спектральные интенсивности  $A_{\sigma,\alpha\alpha}$ ), но и всевозможные интерференционные процессы (спектральные интенсивности  $A_{\sigma,\alpha\beta}$ ). Полученное выражение содержит вклады от всех порядков теории возмущений как по параметрам туннельной связи магнитной примеси с контактами, так и по параметру s-f-обменного взаимодействия. В результате этого выражение для туннельного тока удовлетворяет необходимым симметричным требованиям [2].

На основе численных расчетов построены вольт-амперные характеристики магнитной примеси при различных режимах связи и температурах.

Работа выполнена при поддержке ФЦП (ГК № 16.740.11.0644), РФФИ (гранты № 12-02-31130, № 13-02-00523), а также гранта Президента РФ МК-526.2013.2 и стипендии Президента РФ СП-6361.2013.5.

[1] Л.В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1515 (1964).

[2] П.И. Арсеев, Н.С. Маслова, УФН **180**, 1197 (2010).

## Компенсация спинового расщепления диполярных экситонов в магнитном поле

А.В. Горбунов<sup>1</sup>, М.И. Гущин<sup>1,2</sup>, В.Б. Тимофеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

Исследована фотолюминесценция в перпендикулярном магнитном поле до 6 Тл (геометрия Фарадея) пространственно-непрямых диполярных экситонов (квантовая яма GaAs/AlGaAs шириной 25 нм), накапливаемых в электростатической потенциальной ловушке, в неоднородном электрическом поле вблизи отверстия в затворе Шоттки. В области магнитных полей, меньших некоторого критического значения  $B_c$ , обнаружена компенсация спинового (парамагнитного) расщепления, а именно: зеemanовское расщепление по энергии циркулярно-поляризованных спиновых компонент с противоположным направлением вращения,  $\Delta E_Z = E_\sigma - E_{\sigma+}$ , равно нулю с точностью  $\pm 10$  мкэВ [1]. Величина критического поля  $B_c$  растет с плотностью мощности фотовозбуждения, т.е. с увеличением экситонной концентрации, вплоть до 2 Тл. В диапазоне  $B > B_c$  наблюдается нарастающее с полем дублетное расщепление  $\Delta E_Z < 0$ .

Для сравнения, расщепление линии люминесценции прямого экситона (режим «плоских зон») растет приблизительно линейно в области магнитных полей  $\leq 1.5$  Тл и достигает  $\Delta E_Z \approx 70$  мкэВ. Зеemanовское расщепление линии непрямого экситона в однородном пятне лазерного фотовозбуждения под полупрозрачным затвором Шоттки, т.е. без электростатической ловушки, заметно меньше:  $\Delta E_Z = 20-30$  мкэВ, – но также заметно отличается от нуля.

Для подавления спинового расщепления при накоплении диполярных экситонов в потенциальной ловушке система должна оставаться электронейтральной. В заряженной квантовой яме в магнитных полях  $\leq 2$  Тл наблюдаются резкие изменения  $\Delta E_Z$  как по величине, так и по знаку, а энергия экситонной линии демонстрирует значительный «синий» сдвиг, до  $\approx 4$  мэВ. Столь заметные эффекты могут быть связаны с присутствием в неоднородном электрическом поле ловушки радиальной компоненты  $F_r$ . В скрещенных электрическом и магнитном полях экситон приобретает импульс в направлении  $B_\perp \times F_r$  в плоскости квантовой ямы и становится непрямым в импульсном пространстве ( $k \neq 0$  в основном состоянии). Кроме того, при аксиально-симметричном распределении электрического поля становятся возможными кольцевые траектории движения экситонов вокруг центра ловушки – схожая геометрия эксперимента была предложена ранее в работе [2] для осуществления экситонной бозе-конденсации.

Эффект компенсации спинового расщепления обусловлен обменным взаимодействием в плотном экситонном бозе-газе в качественном соответствии с существующими теоретическими представлениями [3]. До сих

пор подавление зеемановского расщепления в малых магнитных полях наблюдалось экспериментально только для экситонных поляритонов в микрорезонаторе [4].

1. A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev, Solid State Commun. **157**, 6 (2013).
2. A. Imamoglu, Phys. Rev. **B 54**, 14285 (1996).
3. Yu. G. Rubo, A. V. Kavokin, I. A. Shelykh, Phys. Lett. **A 358**, 27 (2006).
4. A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling et al, Phys. Rev. Lett. **105**, 256401 (2010).

## Спин-флуктуационный механизм высокотемпературной сверхпроводимости в купратах

Н.М. Плакида

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

Развита микроскопическая теория сверхпроводимости в расширенной модели Хаббарда в пределе сильных корреляций ( $U \gg t$ ), учитывающей межузельное кулоновское отталкивание и электрон-фононное взаимодействие. Получено уравнение Дайсона для нормальной и парной (аномальной) функций Грина в двухзонном представлении для спроектированных электронных операторов. Массовый оператор вычислен в приближении сильной связи аналогично теории Элиашберга. Исследована зависимость электронного спектра в нормальном состоянии от допирования. Показано, что антиферромагнитные короткодействующие корреляции приводят к сужению электронных зон, а неупругое рассеяние на фононах и спиновых флуктуациях подавляет квазичастичный вес. Температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  вычислена при учете вкладов от спиновых и зарядовых флуктуаций, обусловленных кинематическим взаимодействием спроектированных электронных операторов, и спаривания за счет сильного электрон-фононного взаимодействия. В случае  $d$ -волнового спаривания межузельное кулоновское отталкивание и электрон-фононное взаимодействие оказываются подавленными, в то время как достаточно сильное взаимодействие со спиновыми флуктуациями приводит к высокой температуре сверхпроводимости. Вычисленная зависимость  $T_c$  от допирования соответствует экспериментально наблюдаемой в купратах. Зависимость сверхпроводящей щели от волнового числа в зоне Бриллюэна близка к стандартной  $d$ -волновой симметрии, а энергетическая зависимость щели показывает существенную роль выскоэнергетических спиновых флуктуаций в сверхпроводящем спаривании [1].

[1] N.M. Plakida and V.S. Oudovenko, Eur. Phys. J. **B 86**, 115 (2013), arXiv:1301.4347 [cond.mat].

## Семейства решений обобщенного уравнения Гинзбурга-Ландау и структурные переходы между ними

Ю.Н. Овчинников

*Max-Planck Institute for Physics of Complex Systems, Dresden, Germany;  
Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН*

Получены решения обобщенного уравнения Гинзбурга-Ландау в сверхпроводниках при значении параметра Гинзбурга-Ландау  $\kappa$  близком к единице. Исследованы семейства решений с произвольным числом  $\kappa$  квантов потока в элементарной ячейке. Показано, что при определенных условиях в окрестности  $T_c$  возникает каскад фазовых переходов между различными структурами в магнитном поле. Получены алгебраические уравнения для определения границ сосуществования различных фаз на плоскости  $\{T, H_0\}$ .

Уравнения Гинзбурга-Ландау [1] имеют  $N$ -вихревые решения при произвольном положении нулей, если параметр Гинзбурга-Ландау  $\kappa=1$  [2, 3]. При  $\kappa=1$  в приближении Гинзбурга-Ландау все три критических поля  $H_{c2}$ ,  $H_{c1}$ ,  $H_{c0}$  совпадают и коэффициенты разложения свободной энергии по степеням  $Hc-B$ , начиная с квадратного члена, обращаются в ноль [4].

По этой причине в приближении Гинзбурга-Ландау при  $\kappa > 1$  в области полей  $H_{c2} > H_0 > H_{c1}$  в основном состоянии всегда образуется треугольная решетка с одним квантом потока. Учет следующих членов в разложении свободной энергии по параметру  $1-T/T_c$  приводит к обобщенному функционалу свободной энергии [5], в котором указанное выше вырождение снимается, и реализуемое состояние определяется отношением трех малых параметров:  $\kappa-1$ ,  $1-H_0/H_{c2}$ ,  $1-T/T_c$ .

Общее решение решеточного типа образует  $2n + 1$  – параметрические семейства, где  $n$  – число вихрей (нулей параметра порядка) в элементарной ячейке. При  $n = 1$  эти три параметра есть: угол  $\varphi$  между векторами элементарной ячейки, величина магнитной индукции  $B$ , среднее значение квадрата модуля параметра потока.

Приведен явный вид для этих  $n$ -вихревых семейств решений и детально исследованы состояния с  $n = \{1, 2\}$ . В зависимости от значения параметров  $\{\kappa-1, 1-H_0/H_{c2}, 1-T/T_c\}$  в основном состоянии могут реализовываться: треугольная решетка с одним квантом потока в ячейке, квадратная решетка с одним квантом потока в ячейке, а также решетка с двумя квантами потока в элементарной ячейке и векторами элементарной ячейки, образующими угол  $\varphi$  равный  $\{\pi/2; \pi/3\}$ . Получено явное выражение для свободной энергии для трех семейств решений при  $n=2$  при произвольных значениях двух свободных параметров:  $H_{c2}-B$  и относительной фазы двух «подрешеток». Физическому состоянию соответствует состояние, экстремальное по всем свободным параметрам. Среди этих состояний есть состояния, в которых свободная энергия имеет локальный минимум.

Также найдена возникающая в рассматриваемом приближении зависящая от температуры перенормировка параметра порядка Гинзбурга-Ландау  $\kappa$

1. В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау. ЖЭТФ 20, 1064 (1950)
2. Е. Б. Богомольный. Ядерная физика 24, 861 (1976)
3. A. V. EfanoV. Phys. Rev. B56, 7839 (1997)
4. Ю.Н. Овчинников. ЖЭТФ 112, 1499 (1997)
5. Ю.Н. Овчинников. ЖЭТФ 115, 726 (1999)

## Коллективные моды в коррелированных ансамблях ультрахолодных атомов

А.Н. Рубцов

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

Экспериментальный прогресс, достигнутый в последнее десятилетие в области изготовления и исследования систем ультрахолодных атомов в оптических решетках, фактически открыл новую область в физике сильнокоррелированных систем. Это связано с тем, что в таких экспериментах гамильтониан исследуемой системы заведомо является достаточно простым по форме (например, соответствует модели Хаббарда), а его параметры контролируются с высокой точностью и легко могут быть изменены контролируемым образом. Важно также, что экспериментатор получил возможность исследовать системы с разной статистикой – Бозе, Ферми, либо смешанные системы, включающие несколько сортов частиц.

В настоящий момент теория коррелированных ультрахолодных атомов существенно отстает от эксперимента, что связано общими проблемами теории сильных корреляций. Фактически, доступными являются либо решеточные методы Монте-Карло (применимые только для описания равновесных свойств бозонных систем), либо различные вариации метода эффективной среды (метод среднего поля, DMFT и подобные), основанные на предположении о локальном характере корреляций. Приближения эффективной среды неплохо описывают фазовые диаграммы и одночастичные свойства коррелированных систем, однако оказываются неприменимы для описания коллективных мод, которые являются существенно нелокальными. Мы проиллюстрируем проблему на примере боголюбовского спектра в сверхтекучей фазе бозонной модели Хаббарда, и покажем, как метод эффективной среды должен быть модифицирован для описания голдстоновских возмущений в общем случае.

## Стендовые доклады

### Диагностика крупномасштабных образцов графена с помощью терагерцового излучения

Б.П. Горшунов<sup>1,2,3</sup>, С.В. Лобанов<sup>1,2</sup>, С. Cervetti<sup>3,4</sup>, L. Bogani<sup>3</sup>, M. Dressel<sup>3</sup>, Е.С. Жукова<sup>1,2,3</sup>, А.В. Муратов<sup>5</sup>, Ю.А. Алещенко<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт*

<sup>3</sup>*1. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany*

<sup>4</sup>*Max Planck Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, Germany*

<sup>5</sup>*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН*

Необычайный интерес, проявляемый в настоящее время к графену, обусловлен перспективами его практического использования и уникальностью фундаментальных свойств. В данном сообщении мы представим результаты исследований электродинамических характеристик крупномасштабных образцов графена, выполненных с помощью методов терагерцовой (ТГц) монохроматической [1] и инфракрасной (ИК) Фурье спектроскопии. В отличие от большинства аналогичных исследований, выполняемых на высококачественных «монокристаллических» образцах с размерами порядка нескольких микрометров, наша цель состояла в получении крупномасштабных – с площадью порядка квадратного сантиметра – образцов и в характеристике их свойств в интервале частот ТГц и дальнего ИК диапазонов, поскольку: а) столь большие размеры задаются требованиями ряда практических применений (например, дисплеев); б) рабочие частоты микроэлектронных приборов всё более приближаются к терагерцовым-субтерагерцовым; в) низкоэнергетическое (энергии кванта порядка и менее миллиэлектронвольта) зондирующее ТГц излучение позволяет исследовать особенности динамики релятивистских носителей заряда, «расположенных» вблизи точки Дирака.

Исследовались образцы, полученные методом CVD (chemical vapor deposition) на медных фольгах [2]. Слои переносились на кремниевые и сапфировые подложки, прозрачные для ТГц и дальнего ИК излучения. Измерения спектров кондактанса слоёв выполнялись в интервале частот 300 ГГц - 3000 ГГц при температурах 5 К – 300 К. Разработанные нами конфигурации «front-gate» и «back-gate» позволили выполнить измерения при электронном и дырочном легировании образцов напряжением смещения величиной до 5 В. Нами продемонстрирована высокая чувствительность измеряемых спектров коэффициента пропускания слоёв к наличию микрочастиц меди, остающихся после процесса переноса графена на прозрачные подложки.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России".

- [1] B.Gorshunov et al. Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, **26** 1217 (2005).  
 [2] X. Li et al. Science **324**, 1312 (2009).

### Квантовое поведение молекулы H<sub>2</sub>O в нано-полостях кристаллической решётки берила

Е.С. Жукова<sup>1,2,3</sup>, Б.П. Горшунов<sup>1,2,3</sup>, В.И. Торгашев<sup>4</sup>, В.В. Лебедев<sup>5</sup>, Г.С. Шакуров<sup>6</sup>, Е.В. Пестряков<sup>7</sup>, В.Г. Томас<sup>8</sup>,  
 Д.А. Фурсенко<sup>8</sup>, Р.К. Кремер<sup>9</sup>, М. Дрессель<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (Государственный университет)

<sup>3</sup> I. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany

<sup>4</sup> Физический факультет Южного федерального университета, Ростов-на-Дону

<sup>5</sup> Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка

<sup>6</sup> Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Казань

<sup>7</sup> Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск

<sup>8</sup> Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, Новосибирск

<sup>9</sup> Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, Germany

В диапазоне частот  $7 \text{ см}^{-1} - 7000 \text{ см}^{-1}$  и при температурах от 300 К до 5 К измерены спектры поглощения, связанные с одиночными изолированными молекулами воды, находящимися в нано-размерных полостях кристаллической решётки берилла ( $\text{Be}_3\text{Al}_2\text{Si}_6\text{O}_{18}$ ) – прародителя обширного семейства драгоценных камней. Показано, что слабое взаимодействие молекул H<sub>2</sub>O через водородные связи со стенками полостей ведёт к появлению богатого и резко анизотропного спектра водяных колебательных состояний. По аналогии с трансляционными (Т) и либрационными (L) полосами поглощения, наблюдающимися в оптических спектрах жидкой воды и водяного льда, природа обнаруженных линий связывается с трансляционными и либрационными колебаниями отдельных молекул H<sub>2</sub>O воды в наноразмерных полостях решётки берилла. При этом гексагональная симметрия потенциального рельефа, в котором располагаются молекулы, приводит к появлению тонкой структуры L и T полос за счет туннелирования между соответствующими минимумами. Полученные экспериментальные результаты должны представлять интерес при анализе гораздо более сложных структур, содержащих как единичные молекулы воды, так и более сложные комплексы – цепочки и кластеры, как в природных, так и в искусственно созданных материалах, таких, например, как цеолиты, углеродные нанотрубки, глины, силикагели, биоматериалы и т.д.

### Ближний магнитный порядок и колоссальное магнитосопротивление в $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{V}_6$

В.В. Глушков<sup>1</sup>, М.А. Анисимов<sup>1</sup>, Р.Ф. Байбаков<sup>1,2</sup>, В.Ю. Иванов<sup>1</sup>, А.В. Кузнецов<sup>2</sup>, И.И. Санников<sup>2</sup>,  
 А.В. Духненко<sup>3</sup>, В.Б. Филипов<sup>3</sup>, Н.Ю. Шицевалова<sup>3</sup>, С.В. Демишев<sup>1</sup>, Н.Е. Случанко<sup>1</sup>

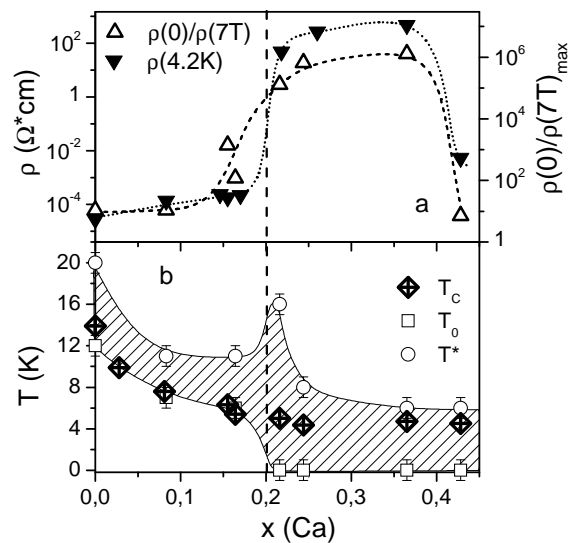
<sup>1</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

<sup>3</sup> Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАНУ, Киев, Украина

Концентрационный переход металл-диэлектрик (ПМД), реализующийся с ростом содержания кальция в твердых растворах замещения  $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{V}_6$  [1-3], принято связывать со смещением порога подвижности носителей заряда, вызванным усилением беспорядка в магнитной подсистеме европия [4]. Подход, основанный на модели двойного обмена [4], позволяет правильно предсказать как положение ПМД ( $x^* \ll x_c$ ,  $x_c \approx 0,7$  – граница области с дальним магнитным порядком [5]), так и наблюдаемую экспоненциальную зависимость удельного сопротивления от намагниченности ( $\rho \sim \exp(-\beta M)$ ) [6]). Однако, к настоящему времени остается невыясненной роль эффектов ближнего магнитного упорядочения, которые определяют аномальное степенное поведение восприимчивости  $\chi \sim (T-\Theta)^{-\alpha}$  ( $\alpha=1,5$ ) в парамагнитной окрестности точки Кюри [7] и, в принципе, могут влиять на амплитуду эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС), усиливающегося при переходе в «диэлектрическую» фазу  $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{V}_6$  ( $x > x^* \approx 0,2$ , рис.1а) [3].

В работе выполнено исследование магнитных и транспортных свойств твердых растворов замещения  $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{V}_6$  ( $0 \leq x \leq 0,45$ ) при температурах 2–300 К в магнитных полях до 14 Тл. Обнаружено, что усиление эффекта КМС (вплоть до значений  $\rho(0)/\rho(8 \text{ Тл}) = 1,3 \cdot 10^8 \%$ , регистрируемых при гелиевых температурах для состава с  $x=0,365$ ) наблюдается в ограниченном интервале  $0,15 < x < 0,4$  (рис.1а). Диапазон концентраций кальция, отвечающий составам с  $\rho(0)/\rho(8 \text{ Тл}) > 10^4 \%$  (рис.1а), оказывается гораздо шире узкой области с дырочной прово-



димостью  $0,21 < x < 0,25$  [3]. Совпадение концентрационных интервалов роста амплитуды магнитосопротивления и положительного знака диффузионного вклада в термоэдс  $0,15 < x < 0,4$  [8], на наш взгляд, требует корректного учета тонкой структуры электронного спектра при описании механизмов, определяющих усиление эффекта КМС в  $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{B}_6$ .

Анализ структуры концентрационной фазовой диаграммы  $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{B}_6$ , восстановленной по данным магнитных измерений (рис.1б), показывает, что при  $x < x^*$  дополнительный спонтанный момент, отвечающий ближнему магнитному порядку, возникает в парамагнитной окрестности  $T_C$  (область  $T_0 < T < T^*$  на рис.1б). Напротив, в интервале  $x > x^*$  аномалии магнитных характеристик, связанные с локальным упорядочением, наблюдаются и ниже  $T_C$ , причем для составов с  $x=0,216$  и  $0,244$  значение  $T^*$  совпадает с температурой инверсии знака коэффициента термоэдс. Сопоставление данных магнитных и транспортных измерений позволяет сделать вывод о том, что насыщение удельного сопротивления при  $T < T^*$ , зарегистрированное для составов с  $x > x^*$ , определяется эффектами ближнего магнитного порядка, которые ограничивают амплитуду эффекта КМС в  $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{B}_6$ .

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 11-02-00623 и программы ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах».

1. G. Caimi et al., Phys. Rev. Lett., **96**, 016403 (2006).
2. J. Kim et al., J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 106203 (2007).
3. В.В. Глушков и др., ЖЭТФ, **138**, 277 (2010).
4. V.M. Pereira et al., Phys. Rev. Lett., **93**, 147202 (2004).
5. G.A. Wigger et al., Phys. Rev. Lett., **93**, 147203 (2004).
6. G.A. Wigger et al., Phys. Rev. B, **66**, 212410 (2002).
7. V.V. Glushkov et al., Sol. State Phen., **190**, 97 (2012).
8. V.V. Glushkov et al., phys. stat. sol. B, **190**, 97 (2012).

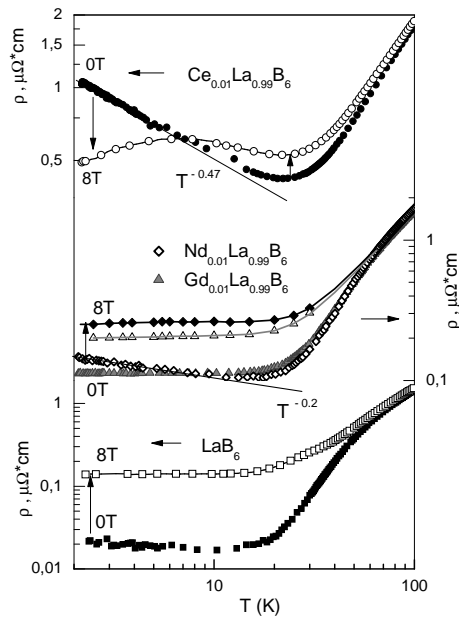
### Особенности магниторезистивного эффекта в $\text{R}_{0,01}\text{La}_{0,99}\text{B}_6$ (R-La, Ce, Nd, Gd)

М.А. Анисимов<sup>1</sup>, А.В. Богач<sup>1</sup>, В.В. Глушков<sup>1</sup>, С.В. Демишев<sup>1</sup>, Н.А. Самарин<sup>1</sup>, Н.Ю. Шицевалова<sup>2</sup>,  
А.В. Левченко<sup>2</sup>, В.Б. Филипов<sup>2</sup>, Н.Е. Случанко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

<sup>2</sup>Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

В последнее время возобновился интерес исследователей к изучению твердых растворов замещения редкоземельных гексаборидов вида  $\text{R}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ , где R-магнитный ион [1-2]. При этом уменьшение концентрации магнитных ионов в  $\text{R}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$  сопровождается формированием новых магнитных фаз и появлением различных аномалий на физических характеристиках. Как правило, мотивация таких работ определяется возможностью построения концентрационной x-T фазовой диаграммы для более детального изучения природы основного состояния магнитного гексаборида. Поэтому большинство исследователей ограничивается обсуждением данных для концентрированного случая  $x \geq 0.5$ . На наш взгляд, отдельного внимания заслуживает область малых кон-



центраций магнитных центров  $x \sim 0.01$  в системах  $\text{R}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ , свойства которых во многом определяются реперным немагнитным соединением  $\text{LaB}_6$ . Настоящая работа посвящена исследованию магнитосопротивления твердых растворов замещения  $\text{R}_{0,01}\text{La}_{0,99}\text{B}_6$  (R-La, Ce, Nd, Gd). При этом представляет интерес с одной стороны изучение эволюции магниторезистивного эффекта в ряду La-Gd, а с другой – анализ проблематики кондовского подхода, который традиционно применяется в литературе к описанию систем  $\text{R}_{0,01}\text{La}_{0,99}\text{B}_6$  (R-Ce, Nd) [3, 4].

Действительно, полученные данные  $\rho(T)$  позволяют зарегистрировать участок роста в системах  $\text{R}_{0,01}\text{La}_{0,99}\text{B}_6$  (R-Ce, Nd) в области низких температур (рис). Однако, в работе показано, что магнитный вклад в удельное сопротивление вместо логарифмической зависимости  $\Delta\rho(T) \sim \ln T$ , характерной для Кондо-систем, изменяется по степенному закону  $\Delta\rho \sim T^{-\alpha}$  ( $\alpha(\text{Ce}) \sim -0.47$ ,  $\alpha(\text{Nd}) \sim -0.2$ ), который отвечает режиму слабой локализации носителей заряда.

Сопоставление данных  $\Delta\rho(T)/\rho$  исследуемых растворов  $\text{R}_{0,01}\text{La}_{0,99}\text{B}_6$  в поле до 8 Т позволяет обнаружить подавление амплитуды положительного магнитосопротивления в ряду La-Gd от значений 550% до 85% соответственно (рис). В то же

время в соединении  $\text{Ce}_{0,01}\text{La}_{0,99}\text{B}_6$  зарегистрирован переход к режиму отрицательного магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho \sim -55\%$ , аналогичный наблюдавшемуся ранее в [5,6] для более концентрированных растворов замещения  $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$  ( $x=0.03; 0.1; 1$ )

Выполненный анализ полевых зависимостей  $\Delta\rho(H)/\rho$  позволил установить, что в низкотемпературной области для систем  $R_{0.01}La_{0.99}B_6$  (R- Nd, Gd) доминирует положительный линейный вклад и знакопеременный магнитный вклад с насыщением. Для соединения  $Se_{0.01}La_{0.99}B_6$  регистрируется также отрицательный квадратичный вклад. Поэтому для  $Se_{0.01}La_{0.99}B_6$  в рамках модели Йосиды получена оценка величины локальной магнитной восприимчивости  $\chi_{loc}$ . На основе сопоставления полученных для  $R_{0.01}La_{0.99}B_6$  данных  $\Delta\rho/\rho$  с результатами [5,6] в работе предложена альтернативная кондовской интерпретация магниторезистивного эффекта с учетом спин-поляронного подхода.

[1] S. Nakamura, T. Goto, O. Suzuki et al., Phys. Rev. B **61**, 15203 (2000).  
 [2] H. Iwakubo, S. Ikeda, Y. Kishino et al., Phys. Rev. B **78**, 012409 (2008).  
 [3] K. Samwer, K. Winzer, Z. Phys. B **25**, 269 (1976).  
 [4] J. Stankiewicz, M. Evangelisti, Z. Fisk et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 257201 (2012).  
 [5] N.E. Sluchanko, A.V. Bogach et al., J.Phys. Conf. Ser. **150**, 042187 (2009).  
 [6] Н. Е. Слущанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др. ЖЭТФ **131**, 133 (2007).

### Особенности магнитных свойств кристаллов $CuGeO_3$ нанометрового размера

А.В. Семенов, М.И. Гильманов, А.В. Барулин, А.В. Григорьева, С.В. Демишев.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
 Химический факультет, Московский государственный университет*

Купрат германия  $CuGeO_3$  является наиболее исследованным низкоразмерным магнетиком, в котором при низких температурах наблюдается фазовый переход в димеризованное спин-пайерлсовское состояние. На основе недавно предложенной методики [1], варьированием условий синтеза был получен ряд кристаллических образцов  $CuGeO_3$  нанометрового размера ( $\sim 500 \times 50 \text{ нм}^2$ ), а также легированные никелем нанокристаллы  $CuGeO_3$  (2 ат.%, 10 ат.%, 20 ат.%). В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных свойства этих объектов, проведенного с помощью методов ЭПР-спектроскопии и СКВИД-магнитометрии в диапазоне температур 2-300К. В макроскопических морфологических формах нелегированного  $CuGeO_3$  наблюдается переход в спин-пайерлсовское состояние при  $T_{SP} \sim 14\text{К}$ , который характеризуется резким изотропным падением магнитной восприимчивости; легирование никелем приводит в объемных кристаллах к подавлению спин-пайерлсовской неустойчивости с одновременным формированием антиферромагнитного состояния ниже  $T_N \sim 5\text{К}$ . Во всех нанокристаллах  $CuGeO_3$  (включая легированные) не наблюдается признаков соответствующих фазовых переходов, причем магнитная восприимчивость монотонно растет с понижением температуры во всем диапазоне. Анализ температурного поведения магнитной восприимчивости совместно с интегральной интенсивностью линии ЭПР показал, что в исследуемых наносистемах реализуется сценарий квантового критического поведения, с образованием фазы Гриффитса, характерный для некоторых составов  $CuGeO_3$ , легированных Fe, Mn и Co [2]. При этом, по данным спектров комбинационного рассеяния, полученным на нанокристаллах  $CuGeO_3$ , подавление спин-пайерлсовского перехода сопровождается сильным уширением ряда спектральных линий (например, линии  $332 \text{ см}^{-1}$ ) по сравнению с макроскопическими кристаллами, что свидетельствует о существенной роли фононной подсистемы в формировании спин-пайерлсовской неустойчивости.

1. Pei L.Z., Yang L.J., et al., Materials Chemistry and Physics, **130**, 104 (2011).  
 2. Demishev S. V., Semeno A.V., et. al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **300** (1), e346-e349 (2006); Semeno A.V., Sluchanko N.E., et. al., Physica B: Condensed Matter, **378-380**, 115 (2006).

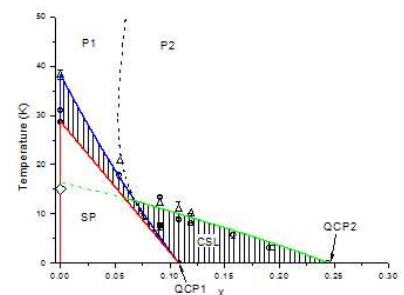
### Магнитная фазовая диаграмма квантовых спиральных магнетиков (случай $Mn_{1-x}Fe_xSi$ )

С.В. Демишев, Т.В. Ищенко

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

Характерной особенностью квантовых спиральных магнетиков является формирование магнитных фаз с ближним порядком типа киральной спиновой жидкости (CSL) [1]. Такие материалы могут переходить в CSL фазу при ослаблении электрон-электронного взаимодействия [2] или под влиянием эффектов разупорядочения [3]. В настоящей работе представлена модель, в которой магнитная фаза с ближним порядком определяется характерными длинами, описывающими классические ( $R_{f1}$ ) и квантовые ( $R_{f2}$ ) флуктуации. Фаза с ближним магнитным порядком образуется, если флуктуации параметра порядка в парамагнитной фазе (P) (“киральный газ” [1]) замедляются и “замораживаются” вследствие выполнения условия  $R_{f1,2} = R_s$  (где  $R_s$  – некоторая характерная длина для данного вещества). Эффекты разупорядочения можно учесть, если предположить, что  $R_s$  определяется корреляционной длиной бесконечного перколяционного кластера  $R_c$ , так что

$$R_{f1} = \frac{a_1}{[1 - T/T_c(x)]^\delta}; R_{f2} = a_2 \frac{T_0}{T}; R_s = R_c = \frac{l}{(1 - x/x_c)^\nu}. \quad (1)$$



где  $x$  – параметр, определяющий квантовую критичность. Нетривиальное физическое поведение можно получить, если критическая точка, соответствующая изменению топологии магнитной подсистемы  $x_c$ , не совпадает со “скрытой” квантовой критической точкой  $x^*$  [1,2], в которой температура перехода в спиральную фазу (SP) с дальним порядком  $T_c(x)$  обращается в ноль. При  $x < x_c$  формируется “хвост” образованный CSL фазой, и появляется новая линия в парамагнитной фазе, разделяющая области с доминирующими классическими (P1) и квантовыми (P2) флуктуациями (Рис. 1). Используя соотношения (1) мы рассчитали магнитную фазовую диаграмму для твердых растворов  $Mn_{1-x}Fe_xSi$ , в которых управляющий параметр  $x$  определяется концентрацией железа. Результаты расчета находятся в хорошем соответствии с данными магнитных измерений (Рис. 1), свидетельствующих о наличии двух квантовых критических точек (QCP) при  $x^*$  (QCP1) и  $x_c$  (QCP2). Одновременное присутствие классических и квантовых флуктуаций в  $Mn_{1-x}Fe_xSi$  можно связать с особенностями концентрационных зависимостей обменного взаимодействия и взаимодействия Дзялошинского-Мории у  $Mn_{1-x}Fe_xSi$  [4]. Предложенный подход позволяет объяснить низкотемпературную аномалию магнитотранспорта у  $MnSi$  при  $T \sim 15$  K [5] влиянием квантовых флуктуаций. Работа поддержана программой РАН “Сильно коррелированные электроны” и грантом РФФИ 13-02-00160.

- [1] S.Tewari, D.Belitz, T.R.Kirkpatrick, Phys. Rev. Lett. **96**, 047207 (2006)  
 [2] F.Kruger, U.Karahasanovic, A.G.Green, Phys. Rev. Lett. **108**, 067003 (2012)  
 [3] T.Vojta, R.Sknepnek, Phys. Rev. B, **64**, 052404 (2001)  
 [4] S.V.Grigoriev et al., Phys. Rev. B **79**, 144417 (2009)  
 [5] S.V.Demishev, et al., Phys. Rev. B **85**, 045131 (2012)

### Квантовая бикритичность у $Mn_{1-x}Fe_xSi$

С.В. Демишев<sup>1</sup>, И.И. Лобанова<sup>1</sup>, В.В. Глушков<sup>1</sup>, Т.В. Ищенко<sup>1</sup>, Н.Е. Случанко<sup>1</sup>, С.В. Григорьев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики РАН

<sup>2</sup>Петербургский институт ядерной физики, Гатчина

У твердых растворов замещения  $Mn_{1-x}Fe_xSi$  исследованы магнитная восприимчивость, намагниченность и проводимость и определена  $T$ - $x$  магнитная фазовая диаграмма. Найдены области существования фаз с дальним и ближним магнитным порядком. Например, анализ данных магнитной восприимчивости [1] показывает (рис. 1), что для кривых  $\partial\chi/\partial T=f(T)$  характерно наличие широкого минимума А и узкого пика В, которые возникают при установлении ближнего и дальнего магнитного порядка соответственно. Предложена простая модель, позволяющая аналитически описать форму границы области существования фазы с ближним магнитным порядком (киральной спиновой жидкости [2]). Модель учитывает одновременное присутствие классических и квантовых флуктуаций в системе, а также эффекты беспорядка, связанные с замещением марганца железом. Обнаружено, что в системе  $Mn_{1-x}Fe_xSi$  происходят два последовательных квантовых фазовых перехода. Первая «скрытая» [3] квантовая критическая (QC) точка  $x^* \sim 0.11$  в рассматриваемом бикритическом сценарии оказывается «замаскированной» фазой с ближним магнитным порядком и соответствует исчезновению спирального дальнего магнитного порядка. При конечных температурах данная QC точка приводит к кроссоверу между классическими и квантовыми флуктуациями, который был предсказан теоретически и обнаружен экспериментально. Необычная линия кроссовера на  $T$ - $x$  фазовой диаграмме проявляется в эффектах магнитного рассеяния, аналогичных обнаруженным ранее у  $MnSi$  [4]. Приводятся аргументы в пользу того, что вторая QC точка  $x_c \sim 0.24$  имеет топологическую природу и задается положением порога протекания в магнитной подсистеме  $Mn_{1-x}Fe_xSi$ . В области  $x > x_c$  подавляется переход в фазу киральной спиновой жидкости и магнитная подсистема разбивается на изолированные спиновые кластеры. В результате основным состоянием оказывается неупорядоченная QC фаза Гриффитса, характеризующаяся аномально расходящейся магнитной восприимчивостью вида  $\chi \sim 1/T^\xi$  с показателями степени  $\xi \sim 0.5-0.6$  (Рис. 1,а). Работа поддержана программой РАН «Сильно коррелированные электроны» и проектом РФФИ 13-02-00160.

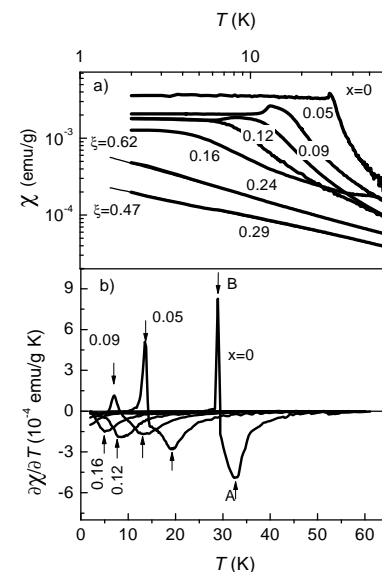


Рис. 1. Магнитная восприимчивость (а) и ее производная (б) у  $Mn_{1-x}Fe_xSi$ . Цифры у кривых обозначают концентрацию

- [1] S. V. Grigoriev, et al., Phys. Rev. B **83**, 224411 (2011)  
 [2] S.Tewari, D.Belitz, T.R.Kirkpatrick, Phys. Rev. Lett. **96**, 047207 (2006)  
 [3] A. Bauer, et al., Phys. Rev. B **82**, 064404 (2010)  
 [4] S.V.Demishev, et al., Phys. Rev. B **85**, 045131 (2012)

## Особенности магнитной фазовой диаграммы $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ( $x < 0,3$ )

И.И. Лобанова<sup>1,2</sup>, В.В. Глушков<sup>1,2</sup>, В.Ю. Иванов<sup>1</sup>, А.В. Семенов<sup>1</sup>, Н.Е. Случанко<sup>1</sup>, С.В. Демишев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт

Актуальной задачей физики конденсированного состояния вещества является идентификация микроскопических механизмов взаимодействия зонных носителей заряда и локализованных магнитных моментов в соединениях на основе переходных элементов. Транспортные и магнитные свойства одного из представителей данного класса –  $MnSi$  – до недавнего времени рассматривались исключительно в модели зонного магнетизма [1]. Однако аномалии электронного спинового резонанса и зарядового транспорта, обнаруженные в  $MnSi$  в полях  $B > 2$  Тл [2-3], явно указывают на вклад локализованных магнитных моментов (ЛММ) гейзенберговского типа. В такой ситуации интересно изучить эффекты влияния замещения марганца железом, которое подавляет основное ферромагнитное состояние ( $T_C \rightarrow 0$  К при  $x^* = 0,12$  [4]), на параметры магнитной фазовой диаграммы и процессы рассеяния электронов проводимости в  $Mn_{1-x}Fe_xSi$ .

В работе исследованы магнитосопротивление  $\Delta\rho/\rho$  и намагниченность  $M$  монокристаллических образцов твердых растворов замещения  $Mn_{1-x}Fe_xSi$  ( $x < 0,3$ ) в широком интервале температур (2-300 К) и магнитных полей (до 8 Тл). Установлено, что, как и в случае  $MnSi$  [3], в парамагнитной (ПМ) фазе  $Mn_{1-x}Fe_xSi$  выполняется соотношение  $\Delta\rho/\rho = -a_0 M^2$  ( $a_0 \approx \text{const}(T)$ ), причем минимуму  $\Delta\rho/\rho$  отвечает фазовая граница между ПМ и спин-поляризованной (СП) фазами (рис.1). Оценки отношения обменного взаимодействия  $J_0$  и электростатического потенциала рассеяния носителей заряда  $V_0$ , выполненные в рамках  $s-d$  обменной модели [5], показывают, что при  $x < x^*$  отношение  $J_0/V_0(x)$  монотонно убывает с ростом концентрации, а фазовая граница  $T_C(B)$  смещается в сторону меньших температур. В интервале  $x > x^*$  значение  $J_0/V_0(x)$  остается постоянным, в то время как фазовая граница приобретает положительный наклон (рис.1), что, на наш взгляд, указывает на переход в индуцированное полем магнитоупорядоченное состояние.

В целом, выполненное исследование подтверждает применимость модели ЛММ [2-3] для описания зарядового транспорта в твердых растворах замещения  $Mn_{1-x}Fe_xSi$  ( $x < 0,3$ ). С учетом того, что амплитуда обменного взаимодействия Дзялошинского-Мория в отличие от изотропного обмена не зависит от концентрации Fe в исследуемом диапазоне составов [4], постоянная величина отношения  $J_0/V_0 = 0,2-0,3$ , по-видимому, определяется доминирующим вкладом антисимметричного обмена в магнитное рассеяние носителей заряда для составов с концентрацией выше критической ( $x > x^*$ ).

Работа выполнена при поддержке программы РАН «Сильно коррелированные электроны» и проекта РФФИ 13-02-0016.

[1] T. Moriya *Spin fluctuations in itinerant electron magnetism*, Springer-Verlag, 1985.

[2] S.V. Demishev et al., JETP Letters **93**, 231 (2011).

[3] S.V. Demishev et al., Phys. Rev. B **85**, 045131 (2012).

[4] S.V. Grigoriev et al., Phys. Rev. B **79**, 144417 (2009).

[5] K.Yosida, Phys. Rev. **107**, 396 (1957).

## Локальная спиновая структура гелимагнетиков $MnSi$ и $Cu_2OSeO_3$

В.А. Чижиков, В.Е. Дмитриенко

Институт кристаллографии РАН

Два альтернативных подхода традиционно применяются разными исследователями к описанию одних и тех же явлений в закрученных спиновых структурах: дискретный (Гейзенберг) и континуальный (Ландау–Гинзбург), с различными выражениями для магнитной энергии:

$$E = \frac{1}{2} \sum_i \sum_j (-J_{ij} \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j + \vec{D}_{ij} \cdot [\vec{s}_i \times \vec{s}_j]), \quad (H)$$

$$E = \vec{J} \cdot \frac{\partial \mu_i}{\partial x_k} \frac{\partial \mu_i}{\partial x_k} + \vec{D} \vec{\mu} \cdot [\vec{\nabla} \times \vec{\mu}]. \quad (LG)$$

Здесь  $J_{ij}$  и  $\vec{D}_{ij}$  – параметры локального взаимодействия спинов, обменного и Дзялошинского–Мории (ДМ) соответственно, а  $\vec{J}$  и  $\vec{D}$  – их феноменологические аналоги;  $\vec{s}_i$  – классические спины ( $|\vec{s}_i| = 1$ ),  $\vec{\mu}$  – единичный вектор в направлении намагниченности.

Если в кубических гелимагнетиках, подобных  $MnSi$  и  $Cu_2OSeO_3$ , в отсутствие взаимодействия ДМ спины локально выстраиваются обменным взаимодействием параллельно и/или антипараллельно, то можно осуществить переход от (H) к (LG), используя общие формулы:

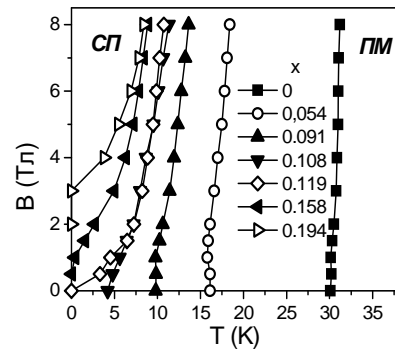


Рисунок 1.  $T_C(B)$  для  $Mn_{1-x}Fe_xSi$ .



$$\tilde{J} = \frac{1}{12} \sum_i \sum_j J_{ij} c_i c_j \vec{b}_{ij}^2, \quad \tilde{D} = -\frac{1}{6} \sum_i \sum_j c_i c_j \vec{D}_{ij} \cdot \vec{b}_{ij},$$

где  $\vec{b}_{ij}$  – векторы, связывающие эффективные («обменные») положения магнитных атомов, вычисляемые из условий  $\sum_j J_{ij} c_j \vec{b}_{ij} = 0$ ; множитель  $c_j = \pm 1$  соответствует проекции  $j$ -го спина на направление средней локальной намагниченности  $\vec{\mu}$ . При этом локальная спиновая структура, описываемая в рамках (H), будет содержать особенности, не учитываемые в (LG), а именно скосы между спинами, которые можно условно разделить на два типа: 1) скосы, возникающие из-за взаимодействия ДМ, которые сохраняются даже при исчезновении закрутки в сильном магнитном поле, 2) скосы, возникающие благодаря обменному взаимодействию только в закрученном состоянии.

Работа поддержана Программами фундаментальных исследований Президиума РАН «Вещество при высоких плотностях энергии» и «Дифракция синхротронного излучения в мультиферроиках и хиральных магнетиках».

## Фазовая диаграмма MnSi при высоких давлениях

А.Е. Петрова, С.М. Стишов

*Институт физики высоких давлений и м. Л.Ф. Верецагина РАН*

Проведена серия измерений электрического сопротивления на монокристалле MnSi при высоких давлениях в камере цилиндр - поршень. Зависимость сопротивления от температуры при атмосферном давлении в области фазового перехода явно указывает скачкообразную природу магнитного перехода в MnSi. С ростом давления скачок на кривой электросопротивления быстро размывается, и, при высоких давлениях признаки фазового перехода первого рода исчезают. Наши экспериментальные данные исключают существование сильного перехода первого рода при высоких давлениях и низких температурах, который мог бы препятствовать развитию квантовой критической области. Это дает основания полагать, что в MnSi при высоких давлениях существует истинная квантовая критическая точка.

## Синхротронные и термодинамические исследования CoS<sub>2</sub> при высоких давлениях.

Ф.С. Елькин<sup>1</sup>, И.П. Зибров<sup>1</sup>, А.Е. Петрова<sup>1</sup>, С.С. Хасанов<sup>2</sup>, В.А. Сидоров<sup>1</sup>, А.П. Новиков<sup>1</sup>, С.М. Стишов<sup>1</sup>

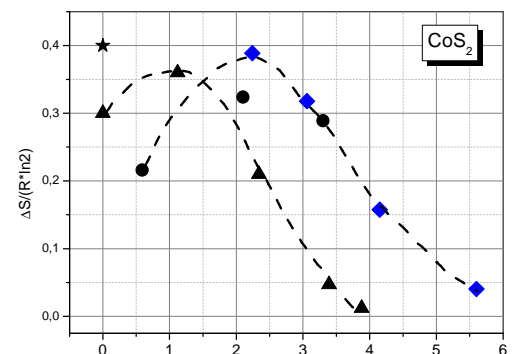
<sup>1</sup>*Институт физики высоких давлений РАН*

<sup>2</sup>*Институт физики твердого тела РАН*

Известно, что дисульфид кобальта CoS<sub>2</sub>, имеющий структуру пирита, претерпевает фазовое превращение из парамагнитного в ферромагнитное состояние при температуре T<sub>c</sub> ~ 122 К при нормальном давлении. При этом температура перехода сильно зависит от давления и стремится к нулю при давлении выше 4 ГПа. Из литературных данных известно, что при нормальном давлении превращение является переходом второго рода, а при давлении выше ~0.4 ГПа, его характер и фазовый переход, повидимому, становится переходом первого рода, что было косвенно установлено из измерения электросопротивления и магнитной восприимчивости. Данные о прямом измерении объемного эффекта при переходе в литературе отсутствуют.

В настоящей работе переход в CoS<sub>2</sub> был исследован методами рентгеновской дифракции и модуляционной калориметрии. На источнике синхротронного излучения APS (Argonne National Laboratory, USA) были проведены дифракционные исследования монокристаллических и порошковых образцов CoS<sub>2</sub> при низкой температуре в камере с алмазными наковальнями. В качестве передающей среды использовался гелий, давление определялось по рубиновому стандарту. Были осуществлены изобарические ходы при давлениях до 4.15 ГПа и изотермический при 23 К, и получены величины объемного эффекта при переходе. Из уравнения Клаузиуса-Клапейрона рассчитаны изменения магнитной энтропии (см. рис.).

Магнитная энтропия CoS<sub>2</sub> была оценена также из измерений теплоемкости при высоких давлениях и низких температурах методом модуляционной калориметрии. В этом методе на одной из сторон образца в виде тонкой плоской пластинки приклеивается нагреватель, а на другой стороне размещается датчик температуры. Питание нагревателя током I<sub>0</sub>sinωt вызывает осцилляции температуры образца на частоте 2ω. При измерениях на оптимальной для данной температуры и давления частоте теплоемкость образца прямо пропорциональна выделяемой в нагревателе мощности и обратно пропорциональна частоте и амплитуде осцилляций температуры. Зная массу образца и аномальную часть теплоемкости, которую можно выделить на фоне её монотонной



**Барическая зависимость изменения энтропии при переходе в CoS<sub>2</sub>.** Данные рентгеновской дифракции показаны ромбами (монокристалл) и кружками (порошок). Треугольниками показаны данные, полученные методом модуляционной калориметрии. Звездочка - данные из работы Ogawa, JPSJ, 41, 462 (1976).

части, можно вычислить абсолютную величину энтропии, связанной с магнитным переходом. Результаты калориметрических измерений при высоком давлении представлены на рисунке.

### **Рамановская спектроскопия $\text{CoS}_2$ в окрестности фазового перехода парамагнетик-ферромагнетик**

С.Г. Ляпин, А.Н. Утюж, А.Е. Петрова, А.П. Новиков, Л.А. Фальковский, С.М. Стишов

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

Рамановские спектры монокристаллов  $\text{CoS}_2$  со структурой пирита измерены в диапазоне температур 10К – 300К, включающем переход парамагнетик – ферромагнетик при  $T_c = 122\text{K}$ . Рамановски активные моды с симметрией  $A_g$ ,  $E_g$  и  $T_g$  идентифицированы и сопоставлены с модами, измеренными на изоструктурных образцах  $\text{FeS}_2$ . Обнаружено аномальное поведение зависимостей от температуры частоты и полуширины фононной моды  $A_g$  в  $\text{CoS}_2$  при температурах ниже ферромагнитного перехода. Это указывает на сильное спин - фононное взаимодействие в магнитоупорядоченном состоянии  $\text{CoS}_2$ . Характер обнаруженных аномалий существенно изменяется при более высоких мощностях возбуждающего лазерного излучения.

### **Атомная динамика и электронная щель в $\text{FeSi}$ .**

П.П. Паршин<sup>1</sup>, П.А. Алексеев<sup>1,2</sup>, К.С. Немковский<sup>3</sup>, J. Perßon<sup>4</sup>, А.И. Чумаков<sup>5</sup>, R. Rüffer<sup>5</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

<sup>2</sup> *НИЯУ «МИФИ»*

<sup>3</sup> *Jülich Centre for Neutron Science, Jülich, Germany*

<sup>4</sup> *Jülich Centre for Neutron Science JCNS and Peter Grünberg Institut PGI, Jülich, Germany*

<sup>5</sup> *European Synchrotron Radiation Facility, BP220, 38043 Grenoble, France*

В узкозонном полупроводнике с сильными электронными корреляциями  $\text{FeSi}$ , методом ядерного резонансного неупругого рассеяния синхротронного излучения, в диапазоне температур 46 – 297 К измерены парциальные спектры тепловых колебаний атомов железа. Установлено существенное смягчение спектра при увеличении температуры. Показано, что наибольшее смягчение тепловых колебаний атомов железа происходит в области длинноволновых акустических фононов, для акустических ветвей вблизи границы зоны Бриллюэна и для низко лежащих слабо дисперсионных оптических ветвей. Полученные результаты анализируются в рамках представлений связывающих изменение спектра колебаний атомов железа с температурной эволюцией щелевого электронного спектра соединения.

### **Температурная эволюция магнитных возбуждений в $\text{PrV}_6$**

В.Н. Лазуков<sup>1</sup>, П.А. Алексеев<sup>1</sup>, Ж.-М. Миньё<sup>2</sup>, В.Б. Филиппов<sup>3</sup>, Н.Ю. Шицевалова<sup>3</sup>.

1) *НИЦ «Курчатовский институт»*

2) *Лаборатория Леона Бриллюэна, Сакле, Франция*

3) *Институт проблем материаловедения, Киев, Украина.*

Проведенные недавно измерения температурных зависимостей теплопроводности и намагниченности монокристалла  $\text{PrV}_6$  в магнитных полях 0 – 14Т [1] показали, что в слабых магнитных полях (до 0.1 Т) при температурах ниже 25 К возникает спонтанная намагниченность с небольшим магнитным моментом, который подавляется при увеличении внешнего поля. Совместный анализ полученных данных позволил предположить, что, наряду с известными антиферромагнитными фазовыми переходами при  $T \sim 7\text{K}$  и  $\sim 4\text{K}$ , при температурах  $\sim 20\text{K}$  в  $\text{PrV}_6$  появляется еще один переход и возникает спонтанная намагниченность.

Для детального изучения этого перехода были проведены измерения спектров низкоэнергетических магнитных возбуждений вдоль основных направлений симметрии в монокристалле  $\text{PrV}_6$  в интервале температур 10 К – 80 К методом неупругого рассеяния нейтронов. Как и ожидалось, при температурах выше 24 К магнитный отклик определяется только квазиупругим рассеянием С понижением температуры, наряду с квазиупругим пиком, появляется неупругий пик с  $E \sim 1.5\text{ мэВ}$ . Выполненные измерения позволили экспериментально подтвердить, что переход, обнаруженный в  $\text{PrV}_6$  при  $T \sim 20\text{K}$  приводит к снятию вырождения основного состояния. Существование квазиупругого и неупругого рассеяния можно объяснить в предположении, что возникает неоднородное состояние и формируются локальные области, в которых происходит снятие вырождения основного состояния ионов празеодима. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 11-02-00121.

1. П.А.Алексеев и др., ФТТ 2010, т.52, стр. 858

### **Рассеяние света электронными и фононными возбуждениями $\text{FeSi}$**

Ю.С. Поносов\*, С.В. Стрельцов, Н.И. Щеголихина, А.Ф. Прекул

*\*Институт физики металлов УрО РАН*

Благодаря своим необычным электрическим и магнитным свойствам моносилицид железа более полувека привлекает внимание исследователей. В последнее время развиваются два противоположных подхода к объяснению температурного поведения электронных и фононных состояний в FeSi, основанные на учете электронных взаимодействий: в первом случае связь с решеточными возбуждениями предполагается определяющей [1], во втором - перенормировка электронного спектра вследствие электрон-электронных корреляций [2].

Наряду с оптическим экспериментом неупругое рассеяние света электронами способно давать информацию о щелевой природе электронных возбуждений, что было показано в единственном рамановском исследовании FeSi [3], где величина щели оценивалась в 94 мэВ. В настоящей работе мы представляем результаты исследований кинетических свойств и рамановских спектров на монокристаллах, приготовленных в нашей группе и сравниваем полученные результаты с имеющимися литературными данными. Температурные измерения (10-500К), выполненные с двумя линиями возбуждения 514 нм (2.41 эВ) и 633 нм (1.96 эВ) при 10К показывают исчезающую интенсивность в области спектра до 500-600 см<sup>-1</sup>, тем самым подтверждая наличие щели величиной ~ 70 мэВ. Рост температуры приводит к появлению рассеяния при низких частотах, показывая закрытие щели при температурах несколько выше 200К, что согласуется с данными оптических экспериментов [4,5]. Максимум электронного континуума, наблюдаемого в E и T симметриях, смещается с 1200 см<sup>-1</sup> при 10К в область 1500-200 см<sup>-1</sup> при T > 300К. Для сравнения с экспериментом был выполнен расчет частотных зависимостей спектра рассеяния света электронными возбуждениями и собственных энергий фононов с включением эффектов перенормировки электронного спектра вследствие электрон-фононного и электрон-электронного рассеяния. Наблюдаемое температурное поведение электронных и фононных возбуждений качественно может быть описано в таком расчете, что не исключает возможность электрон-фононного сценария.

Работа выполнена при поддержке программ МК-3443.2013.2 и фундаментальных исследований УрО РАН (проект 12-У-2-1028), РФФИ (гранты № 11-02-00306 и 13-02-374).

1. O. Delaire O. et al., Proc Natl Acad Sci USA 108, 4725 (2011)
2. Jan M. Tomczak, Kristjan Haule, and Gabriel Kotliar, Proc Natl Acad Sci USA 109, 3243 (2012)
3. P. Nyhus, S. L. Cooper, and Z. Fisk, Phys. Rev. B 51, 15626 (1995)
4. Z. Schlesinger, Z. Fisk, H.-T. Zhang, M. B. Maple, J. F. DiTusa, and G. Aeppli, Phys. Rev. Lett. 71, 1748 1993.
5. A. Damascelli, K. Schulte, D. van der Marel, and A. A. Menovsky, Phys. Rev. B 55, R4863 1997.

## Оптическая спектроскопия электрон-фононного взаимодействия в LaV<sub>6</sub>

Ю.С. Поносов\*, А.А. Махнев, С.В. Стрельцов

*\*Институт физики металлов УрО РАН*

Металлический гексаборид лантана LaV<sub>6</sub>, обладающий простой кубической структурой (пространственная группа Pm3m), является сверхпроводником с температурой перехода T<sub>c</sub> ~ 0.1К [1]. В исследованиях его электронных и решеточных свойств обнаружен ряд низкотемпературных аномалий в поведении электросопротивления, теплопроводности, теплоемкости и термоэлектронной эмиссии [2]. Недавние фотоэмиссионные эксперименты предполагают появление псевдощели в плотности состояний при T < 100К [3]. В качестве причины наблюдаемых аномалий предположены различные варианты электрон-фононного взаимодействия.

Рамановское рассеяние света электронами способно давать информацию о топологии поверхности Ферми, скоростях и механизмах рассеяния электронов, что позволяет идентифицировать основные каналы взаимодействия. В настоящей работе мы сообщаем результаты исследований q-зависимого электронного рассеяния света в LaV<sub>6</sub> при различных температурах. Экспериментальные спектры показывают значительную зависимость от температуры и зондируемого волнового вектора. Частотные зависимости спектров электронного рассеяния света были моделированы на основе рассчитанной электронной структуры с включением эффектов электрон-фононного рассеяния. Сравнение экспериментальных и рассчитанных спектров подтверждает, что наблюдаемое рассеяние определяется внутризонными электронными возбуждениями, а основным механизмом перенормировки электронных энергий является электрон-фононное взаимодействие. Получены оценки константы электрон-фононной связи и частоты релаксации электронов. В то же время найденные расхождения экспериментальных и рассчитанных спектров свидетельствуют либо о значительной зависимости электрон-фононного рассеяния от величины и направления волнового вектора, либо о существовании дополнительных механизмов рассеяния электронов [4].

Работа выполнена при поддержке программ МК-3443.2013.2 и фундаментальных исследований УрО РАН (проект 12-У-2-1028), РФФИ (гранты № 11-02-00306 и 13-02-374).

1. R. J. Sobczak and M. J. Sienko, J. Less-Common Met. **67**, 167 (1979)
2. D. Mandrus, B. C. Sales, and R. Jin, Phys. Rev. B. **64**, 01232 (2001)
3. V. R. Medicherla, Swapnil Patil, Ravi Shankar Singh, and Kalobaran Maitia, Appl.Phys.Lett. **90**, 062507 (2007)
4. Ю. С. Поносов, С. В. Стрельцов, Письма в ЖЭТФ, **97**, 517 (2013)

## Рекордный коллапс $4f$ электронной оболочки в промежуточно-валентном CeNi

Е.С. Клементьев<sup>1,2,3</sup>, А.В. Цвященко<sup>4</sup>, Ю.Б. Лебедь<sup>1</sup>, Я.В. Зубавичус<sup>2</sup>, Л.Н. Фомичева<sup>4</sup>, Д.П. Козленко<sup>5</sup>, И.А. Бобриков<sup>5</sup>, А.М. Балагуров<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований РАН

<sup>2</sup>НИИЦ «Курчатовский институт»

<sup>3</sup>НИЯУ МИФИ, Москва

<sup>4</sup>Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

<sup>5</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Метаустойчивая фаза промежуточно-валентного интерметаллида CeNi, синтезированная при высоком давлении, была исследована при помощи нейтронной и рентгеновской дифракции и рентгеновской спектроскопии поглощения (методы XANES и EXAFS). Измерения проводились на нейтронных дифрактометрах ФДВР и ДН-12 (на реакторе ИБР-2), рентгеновских дифрактометрах Stoe IPDS II и STADI MP, станции СТМ (на синхротроне Сибирь-2). Установлено, что кристаллическая структура метастойчивой фазы CeNi совпадает со структурой фазы высокого давления CeNi, переход в которую происходит при давлении 2 GPa при T=300K. Впервые определена пространственная группа фазы высокого давления данного интерметаллида – Fd3m с позициями церия 8a и позициями никеля 8b, значение параметра решетки для метастойчивой фазы  $a=6.4805 \text{ \AA}$  при T=300K. Проведено сопоставление полученной структуры с результатами измерений локальной топологии окружения ионов церия и никеля на основе спектров EXAFS. Определена эффективная валентность ионов церия. Оказалось, что степень делокализации  $4f$  электронов церия в фазе высокого давления CeNi значительно выше, чем в материнской орторомбической фазе CeNi с пространственной группой Cmc2. Объемный коллапс в CeNi по масштабу величины превышает таковой для  $\gamma$ - $\alpha'$  фазового перехода в церии, и является рекордным для промежуточно-валентных систем на основе церия. Близкий масштаб коллапса  $f$ -электронной оболочки наблюдается для  $\delta$ - $\alpha'$  фазового перехода в плутонии, гомологом  $\delta$ -фазы которого является система CeNi.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проекты РФФИ 11-02-01171-а и 12-02-12077-офи\_м).

## Транспортные свойства композитных термоэлектрических материалов на основе промежуточно-валентных цериевых и итербиевых интерметаллидов

Д.Н. Трунов, Е.С. Клементьев

Институт ядерных исследований РАН, Москва.

Проведен анализ существующих моделей композитных термоэлектрических материалов. На основе проведенных измерений и литературных данных промежуточно-валентных цериевых и итербиевых интерметаллидов были рассчитаны транспортные свойства композитных материалов на их основе. Исследуемые композиты состоят из квазибинарных промежуточно-валентных систем на основе CeNi, промежуточно-валентной системы YbAl3 и из простых металлов. За счет особенностей транспортных свойств гетерогенной среды удается повысить значение фактора мощности термоэлектрика при достаточно низкой массовой доле редкоземельного интерметаллида.

## Квантовая критическая точка и спиновые флуктуации в магнезиовюстите (Mg,Fe)O в условиях нижней мантии Земли

И.С. Любутин<sup>1</sup>, V. V. Struzhkin<sup>2</sup>, А.А. Миронович<sup>3</sup>, А.Г. Гаврилук<sup>1,2,3</sup>, П.Г. Наумов<sup>1</sup>, J. F. Lin<sup>4</sup>, С.Г. Овчинников<sup>5</sup>, S. Sinogeikin<sup>6</sup>, P. Chow<sup>6</sup>, Y. Xiao<sup>6</sup>, and R.J. Hemley<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН

<sup>2</sup>Geophysical Laboratory, Carnegie Institute of Washington, Washington, USA

<sup>3</sup>Институт ядерных исследований РАН

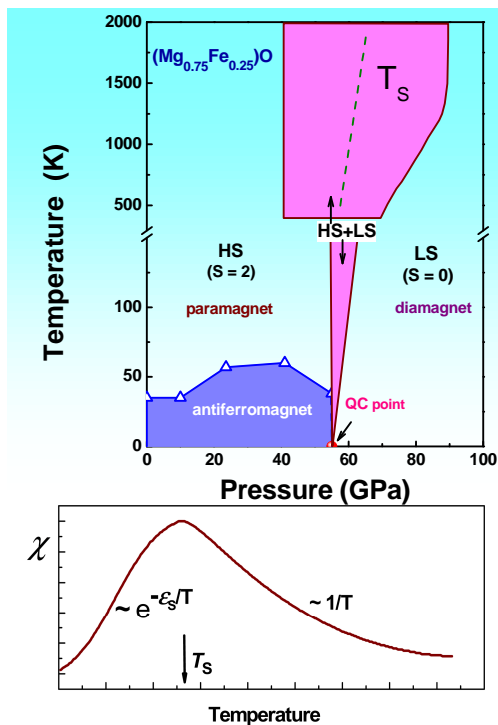
The University of Texas at Austin, Austin, Texas, USA

<sup>5</sup>Институт физики им. Л.В. Куренского СО РАН, Красноярск

<sup>6</sup>Argonne National Laboratory, Argonne, USA

Магнезиовюстит (Mg,Fe)O является вторым по распространённости минералом в нижней мантии Земли после силикатного перовскита (Mg,Fe)SiO<sub>3</sub>. Электронные спиновые состояния железа существенно влияют на свойства этих фаз, и важны для понимания природы состояния вещества в глубинных слоях Земли. Индуцированные высоким давлением переходы из высокоспинового (HS, S=2) в низкоспиновое (LS, S=0) состояние могут кардинально изменить физические и химические свойства минерала (Mg,Fe)O, включая тепло- и электропроводимость, плотность, сжимаемость, скорость звука и другие. Чтобы изучить основное состояние ионов железа Fe<sup>2+</sup> мы провели исследования электронных и магнитных свойств кристалла (Mg<sub>0.75</sub>Fe<sub>0.25</sub>)O методами трансмиссионной (TMS) и синхротронной (SMS) мёсбауэровской спектроскопии при высоких давлениях и низких температурах гелиевого диапазона [1]. На основе экспериментальных данных построена магнитная фазовая диаграмма (Рис. 1), на которой определены области существования антиферромагнитной и парамагнит-

ной HS фазы в области давлений 0 - 50 ГПа, а также диамагнитная LS фаза, которая появляется из-за спинового HS → LS кроссовера при давлении выше 55 ГПа. Установлено, что основное электронное состояние ионов Fe<sup>2+</sup> при критическом давлении P<sub>c</sub> спинового HS-LS перехода и при нулевой температуре определяется квантовой критической точкой (T=0, P<sub>c</sub>), в которой разность энергий между HS и LS состояниями (спиновая щель ε<sub>S</sub> = E<sub>HS</sub> - E<sub>LS</sub>) равна нулю. Отклонение от нуля температур ведёт к термическим возбуждениям HS или LS состояний, и может сильно влиять на физические (магнитные) свойства материала. В частности при P > P<sub>c</sub>, возбуждение HS состояний в диамагнитную фазу приводит к появлению магнитной восприимчивости, максимум которой достигается при T<sub>S</sub> ~ ε<sub>S</sub> (Рис. 2). Высокая энергия ~1 eV (~10,000 K), необходимая для активации ближайшего возбужденного уровня иона Fe<sup>2+</sup> с промежуточным спином (S = 1) в этой системе позволяет экстраполировать низкотемпературную фазовую диаграмму к высоким температурам, характерным для P-T условий в нижней мантии Земли (Рис. 1), где магнезиовюстит подвержен давлению до 136 ГПа и температуре около 2800 К. Экстремальное давление должно увеличивать спиновую щель и таким образом увеличить значение T<sub>S</sub>. Модель предсказывает, что магнезиовюстит может находиться в парамагнитном состоянии даже в среднем слое нижней мантии на глубине до 1900 км. Появление особых свойств этого минерала может значительно влиять на понимание геофизики, геохимии и геодинамики глубинных слоев планет.



**Fig. 1.** Магнитная фазовая диаграмма магнезиовюстита (Mg<sub>0.75</sub>Fe<sub>0.25</sub>)O при высоких давлениях, низких и высоких температурах. Показана линия, разделяющая парамагнитную и антиферромагнитную HS фазы в области давлений 0 - 50 ГПа. Выше 55 ГПа из-за спинового HS → LS кроссовера образуется диамагнитная LS фаза. При T = 0 и P = P<sub>c</sub> = 55 ГПа на диаграмме появляется квантовая критическая точка (QC), которая может быть объяснена в терминах геометрической фазы топологической природы, которая рассматривается как параметр порядка в явлении спинового кроссовера. В красной области состояния HS и LS сосуществуют из-за термических флуктуаций между электронными HS и LS состояниями. В верхней части этой области сосуществование HS и LS состояний простирается до высоких температур, характерных для условий нижней мантии Земли. Пунктирная линия в этой области указывает положение максимума магнитной восприимчивости χ магнезиовюстита.

**Fig. 2.** Температурная зависимость магнитной восприимчивости при давлениях выше критического P<sub>c</sub> (спинового HS-LS кроссовера) в условиях нижней мантии Земли. T<sub>S</sub> – спиновая щель.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН РАН «Сильно коррелированные электронные системы» и РФФИ грант № 11-02-00636.

[1] I.S. Lyubutin, V.V. Struzhkin, A.A. Mironovich, A.G. Gavriluk, P.G. Naumov, J.-F. Lin, S.G. Ovchinnikov, S. Sinogeikin, P. Chow, Y. Xiao, and R.J. Hemley, «Quantum critical point and spin fluctuations in lower-mantle ferropericlaese», Proc. Nation. Acad. Sciences USA | PNAS | April 30 (2013) **110** # 18, 7142–7147.

## Оптическая спектроскопия фазовых переходов в DyPO<sub>4</sub> и DyVO<sub>4</sub>

Д.С. Пыталев<sup>1</sup>, С.А. Климин<sup>1</sup>, М.Н. Попова<sup>1</sup>, М. Bettinelli<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН

<sup>2</sup>Dipartimento Scientifico e Tecnologico, University of Verona and INSTM, Verona, Italy

Соединения со структурой циркона, имеющие общую формулу RXO<sub>4</sub> (R – редкая земля, X = P, V, As), интенсивно исследовались в 1970-е годы в связи с кооперативным эффектом Яна-Теллера. Во многих из них наблюдалось также магнитное упорядочение редкоземельной подрешетки при температурах ниже структурного перехода Яна-Теллера.

Возрождение интереса к этим системам связано с применениями в квантовой электронике и квантовой информатике. Так, на основе кристаллов YVO<sub>4</sub>:Nd<sup>3+</sup> создан эффективный коммерческий лазер и реализована оптическая квантовая память. Для последних применений более перспективными представляются изоморфные ванадатам кристаллы фосфатов, т.к. в отличие от ванадия, наиболее распространенный (99.7%) изотоп которого <sup>51</sup>V имеет большой спин ядра, I = 7/2, фосфор является моноизотопным элементом со спином ядра, I = 1/2 (как у иттрия). В связи с этим обстоятельством можно надеяться, что время когерентности сверхтонких подуровней

основного состояния редкоземельного иона, определяемое суперсверхтонкими взаимодействиями увеличится и  $\text{YPO}_4$  окажется лучшим материалом для квантовой памяти, чем  $\text{YVO}_4$ .

В настоящей работе проведен сравнительный анализ спектров монокристаллов  $\text{DyPO}_4$  и  $\text{DyVO}_4$ . Спектры пропускания регистрировались на спектрометре Bruker IFS 125HR в широком спектральном ( $3000 - 15000 \text{ см}^{-1}$ ) и температурном ( $2.2 - 300 \text{ К}$ ) диапазонах с разрешением до  $0.1 \text{ см}^{-1}$ .

Спектры инфракрасного диапазона иона  $\text{Dy}^{3+}$ , находящегося в решетке ванадата, позволили наблюдать псевдоэффект Яна-Теллера при температуре  $13.8 \text{ К}$ , обусловленный малым начальным расщеплением между двумя нижними крамерсовскими дублетами. Ниже температуры структурного перехода форма одной из линий ( $13755 \text{ см}^{-1}$ ), соответствующих переходам между основным и возбужденным крамерсовскими дублетами, претерпевает значительное изменение и расщепляется на пять компонент. Подобная тонкая структура спектральных линий зарегистрирована также для  $\text{DyPO}_4$ ; она обусловлена взаимодействиями между соседними изинговскими ионами  $\text{Dy}^{3+}$ . Антиферромагнитное упорядочение ( $T_N=3.1$  и  $3.8 \text{ К}$  для  $\text{DyVO}_4$  и  $\text{DyPO}_4$ , соответственно) приводит к резкому изменению относительных интенсивностей компонент тонкой структуры линий в обоих соединениях, и в спектрах остается только одна компонента с наибольшей энергией. Получена подробная температурная зависимость поведения компонент тонкой структуры линий для исследуемых монокристаллов  $\text{DyPO}_4$  и  $\text{DyVO}_4$ .

## Спектроскопическое исследование цепочечного никелата $\text{Sm}_2\text{BaNiO}_5$

С.А. Климин, А.С. Галкин, М.Н. Попова

*Институт спектроскопии РАН*

$\text{Sm}_2\text{BaNiO}_5$  является наименее изученным редкоземельным никелатом из семейства  $R_2\text{BaNiO}_5$ , которое представляет собой серию модельных соединений для изучения одномерного магнетизма. В их структуре никель образует так называемые холдейновские цепочки (спин иона  $\text{Ni}^{2+}$  равен единице), вследствие чего соединения обладают одномерными магнитными свойствами: это, например, холдейновская щель и одномерная восприимчивость. Никелаты с магнитным ионом  $R^{3+}$  упорядочиваются антиферромагнитно при температурах порядка десятков градусов Кельвина. Для большей части этих соединений получена детальная информация о магнитной структуре методом рассеяния нейтронов. Самарий естественного распространения, обладая существенным количеством легких изотопов, не годится для исследований указанной методикой. Вследствие этого в литературе недостаточно информации о магнитных свойствах самариевого никелата. Оптическое исследование позволило нам получить впервые информацию об ориентации магнитных моментов в АФМ фазе  $\text{Sm}_2\text{BaNiO}_5$  и о  $g$ -факторе основного состояния самария.

В данной работе были измерены спектры пропускания поликристаллического образца  $\text{Sm}_2\text{BaNiO}_5$  на фурье-спектрометре BOMEM DA3.002 в широком диапазоне частот ( $2000-20000 \text{ см}^{-1}$ ) и температур ( $4.2-300\text{К}$ ). Были определены положения штарковских уровней для следующих мультиплетов иона  $\text{Sm}^{3+}$ :  ${}^6\text{H}_{5/2}$ ,  ${}^6\text{H}_{9/2}$ ,  ${}^6\text{H}_{11/2}$ ,  ${}^6\text{H}_{13/2}$ ,  ${}^6\text{F}_{1/2}$ ,  ${}^6\text{F}_{3/2}$ ,  ${}^6\text{F}_{5/2}$ ,  ${}^6\text{F}_{7/2}$ ,  ${}^6\text{F}_{9/2}$ ,  ${}^6\text{F}_{11/2}$ . Магнитное упорядочение ( $T_N=57 \text{ К}$ ) было зарегистрировано по расщеплению крамерсовских дублетов иона  $\text{Sm}^{3+}$ . Для определения типа магнитной структуры был использован метод эрбиевого спектроскопического зонда. Данные по температурной зависимости величины расщепления основного состояния самария были использованы для моделирования особенностей магнитной восприимчивости и позволили оценить величину  $g$ -фактора основного состояния самария. Малая энергетическая щель между основным и первым возбужденным крамерсовскими дублетами самария дала возможность пронаблюдать эффект пересечения энергетических уровней при понижении температуры, когда крамерсовские дублеты расщепляются во внутреннем магнитном поле.

## Серия фазовых переходов по ИК-спектрам мультиферроика $\text{TbMnO}_3$

М.А. Кащенко<sup>1,2</sup>, С.А. Климин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Московский физико-технический институт*

<sup>2</sup> *Институт спектроскопии РАН.*

В редкоземельных манганатах  $\text{RMnO}_3$  наблюдается сильная взаимосвязь различных степеней свободы: решеточной, магнитной и зарядовой. Вследствие сильной корреляции между магнитным порядком и спонтанной поляризацией  $\text{TbMnO}_3$  относят к классу мультиферроиков. Изучение таких систем на данный момент очень актуально. Это связано, в первую очередь, с потенциалом мультиферроиков в качестве новых перспективных компонентов приборов, например, для реализации магнитной записи и сегнетоэлектрической памяти. Кроме того, для многих таких систем нет достаточно четкого понимания фундаментальных аспектов магнитоэлектрического взаимодействия. Именно поэтому очень важно широкое и детальное изучение различными методиками сложных и богатых фазовых диаграмм, наблюдаемых в мультиферроиках и, в частности, в  $\text{TbMnO}_3$  [1].

Нами были исследованы ориентированные монокристаллические образцы  $\text{TbMnO}_3$  в широком спектральном и температурном диапазонах. В спектрах поглощения зарегистрированы сравнительно узкие линии  $f-f$  переходов в ионах  $\text{Tb}^{3+}$  и край широкой полосы поглощения  $\text{Mn}^{3+}$ . В структуре  $\text{TbMnO}_3$  тербий занимает одну четырехкратную позицию с симметрией  $C_3$ , марганец – такую же, но с симметрией  $C_1$ . Подробный анализ температурного поведения спектров обнаружил особенности, соответствующие фазовым переходам в  $\text{TbMnO}_3$ :  $T_N^{\text{Mn}}=42\text{К}$ ,  $T_{\text{FE}}=28\text{К}$  и  $T_{\text{Tb}}=7\text{К}$ .

Магнитное упорядочение при  $T_N^{\text{Mn}}$  сопровождается изменением спектра марганца. При этом сужение и возможный сдвиг широких полос  $\text{Mn}^{3+}$  приводит к росту пропускания на частотах 4000-5000  $\text{см}^{-1}$ . Спектр тербия реагирует на установление магнитного порядка и появление внутреннего магнитного поля лишь слабым сужением линий. Наиболее существенные изменения в спектре тербия происходят в области температур ниже  $T_{\text{FE}}$ , где, как известно, возникает спонтанная поляризация [2]. Перераспределение зарядов приводит к изменению кристаллического поля и, как следствие, к сдвигу и расщеплению спектральных линий. В области температуры упорядочения тербия  $T_{\text{Tb}}$  происходит существенный сдвиг линий редкой земли. Это согласуется со значительным ростом спонтанной поляризации. По спектрам построена энергетическая схема уровней иона  $\text{Tb}^{3+}$  в  $\text{TbMnO}_3$ , включая основной мультиплет. Объяснена низкотемпературная особенность (80 К) теплопроводности тербиевого манганита. Уровень  $\text{Tb}^{3+}$  с энергией  $\sim 4.5 \text{ meV}$ , о котором сообщалось в работе [3], нами обнаружен не был. Наблюдается также более слабый спектр дополнительных центров тербия с другим штарковским расщеплением, связанный, по-видимому, с дефектами.

[1] D Meier et al., *New Journal of Physics*, **9** (2007) 100.

[2] T. Kimura et al., *Nature*, **426** (2003) 55.

[3] B. Seniff et al., *J.Phys.:Condens. Matter* **20** (2008) 434212

### Вклад магнитных подсистем в намагниченность $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$

Е.А. Попова<sup>1</sup>, С.А.Климин<sup>2</sup>, М.Н.Попова<sup>2</sup>, А.Н. Васильев<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Московский институт электроники и математики НИУ ВШЭ*

<sup>2</sup> *Институт спектроскопии РАН*

<sup>3</sup> *МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва, Россия*

Кристаллическая структура  $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$  представлена цепочками ионов  $\text{Ni}^{2+}$  ( $S=1$ ), между которыми расположены ионы  $\text{Nd}^{3+}$  ( $J=9/2$ ). Изоструктурное соединение  $\text{Y}_2\text{BaNiO}_5$  не упорядочивается вплоть до 0.1К, и в спектре магнитных возбуждений наблюдается энергетическая щель  $\sim 10 \text{ meV}$  [1]. В  $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$  антиферромагнитное упорядочение наблюдается при  $T_N=48\text{K}$ , при этом щель сохраняется и в упорядоченном состоянии [2].

В настоящей работе исследованы температурные зависимости спектров пропускания ионов  $\text{Nd}^{3+}$ , а также полевые зависимости намагниченности  $M(B)$  при разных температурах в поликристаллическом  $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ . Точка перегиба на температурной зависимости  $\Delta(T)$  расщепления основного крэммеровского дублета иона  $\text{Nd}^{3+}$ , полученной из спектроскопических данных, соответствует антиферромагнитному упорядочению в данном соединении. На полевой зависимости намагниченности, измеренной при  $T = 4.2 \text{ K}$  в полях до 50 Тл, обнаружено две аномалии при  $B_{\text{cr1}}=9.6 \text{ Тл}$  и  $B_{\text{cr2}}=16.4 \text{ Тл}$ . Величина намагниченности и значения критических полей полностью соответствуют данным, полученным ранее на монокристалле  $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$  [3]. Отметим, что в указанной работе не дано объяснения резких аномалий на зависимости  $M_s(B)$ . С ростом температуры величина  $B_{\text{cr1}}$  увеличивается, однако эта аномалия на полевой зависимости намагниченности исчезает при  $T = 15 \text{ K}$ , т.е. задолго до температуры антиферромагнитного перехода.

Зависимость  $\Delta(T)$ , полученная из спектроскопических данных, была использована для оценки вклада неодимовой подсистемы в намагниченность. В упорядоченном состоянии магнитные моменты ионов  $\text{Ni}^{2+}$  лежат в плоскости ( $ac$ ) кристалла и отклонены на угол  $35^\circ$  от оси  $c$  [2]. Сильная анизотропия ионов  $\text{Nd}^{3+}$ , проявляющаяся в анизотропии  $g$ -фактора ( $g_a=0.36$ ,  $g_b=0.94$ ,  $g_c = 5.54$  [4]) приводит к тому, что магнитные моменты неодима лежат вдоль оси  $c$  кристалла, причем магнитные моменты иона  $\text{Nd}^{3+}$  не отклоняются от оси  $c$  даже под действием внешнего магнитного поля  $B$  (вплоть до 50 Тл). Если  $B \parallel c$ , то при  $B < B_{\text{cr1}}$  намагниченность подрешетки Nd с магнитными моментами, направленными вдоль  $B$ , увеличивается, а другой подрешетки с магнитными моментами, направленными против  $B$ , уменьшается. Экспериментальная зависимость  $M(B)$  описывается вкладом неодимовой подсистемы и парамагнитными примесями. Вклад никелевой подсистемы гораздо меньше, чем можно было бы ожидать в антиферромагнитно упорядоченной подсистеме никеля. Это связано с тем, что неконтролируемые немагнитные примеси приводят к разрывам цепочек. Взаимодействие спинов  $S=1/2$ , возникающих на концах сегментов цепочек, приводит к триплетному состоянию, которое расщепляется внешним и внутренним магнитным полем. Концентрация таких триплетов в соединении порядка 5%, что дает малый вклад в суммарную намагниченность. При  $B=B_{\text{cr1}}$  магнитные моменты иона  $\text{Ni}^{3+}$  отклоняются на угол  $58^\circ$  к оси  $c$  кристалла, а магнитные моменты остаются вдоль оси  $c$ . С ростом поля в интервале  $B_{\text{cr1}} < B < B_{\text{cr2}}$  величина намагниченности второй подрешетки неодима не изменяется и практически равна нулю. При  $B_{\text{cr2}}$  все магнитные моменты неодима выстраиваются вдоль поля, а магнитные моменты иона  $\text{Ni}^{2+}$  составляют с направлением магнитного поля угол  $35^\circ$ . Если  $B \parallel a, b$ , то обе подрешетки никелевой и неодимовой подсистем эквивалентны по отношению к внешнему полю. Поэтому резкого изменения направления магнитных моментов никеля не происходит во всем исследованном интервале полей.

Работа выполнена в рамках проекта № 112 Центра фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

1. J. Darriet and L. P. Regnault, *Solid State Commun.* **86**, 409 (1993).
2. Zheludev, J. M. Tranquada, T. Vogt, and D. J. Buttrey, *Phys.Rev. B* **54**, 7210 (1996).
3. S. Okubo, H. Ohta, T. Tanaka, T. Yokoo, J. Akimitsu, *Physica B* **284**, 1475 (2000)
4. M.N. Popova, S.A. Klimin, E.P. Chukalina, E.A. Romanov, B.Z. Malkin, E. Antic-Fidancev, B.V. Mill, G. Dhalenne, *Phys. Rev. B* **70**, 024414 (2005).

## Эволюция электронной структуры и магнитных свойств при замещении Fe на Co в твердых растворах замещения $Fe_{1-x}Co_xGa_3$

А.А. Гиппиус<sup>1,2</sup>, А.В. Ткачев<sup>1,2</sup>, Н.Е. Гервиц<sup>1,2</sup>, А.В. Шевельков<sup>1</sup>, В.Ю. Верченко<sup>1</sup>, С.С. Лие<sup>3</sup>, Н. Buettgen<sup>4</sup>, W. Kraetschmer<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН

<sup>3</sup>National Cheng Kung University, Taiwan

<sup>4</sup>University of Augsburg, Augsburg, Germany

Система твердых растворов  $Fe_{1-x}Co_xGa_3$  помимо перспективности с точки зрения термоэлектричества также интересна многообразием физических свойств, реализуемых в отдельных ее соединениях. Исходное бинарное соединение  $FeGa_3$  является редким представителем интерметаллических соединений с полупроводниковым поведением [1]. Проведенные ранее исследования [2] показали преобладание гомогантелей (Fe-Fe и Co-Co) над гетерогантелями (Fe-Co) при замещении железа кобальтом. Также было обнаружено существенное изменение электронных свойств даже при небольших концентрациях кобальта.

В данной работе представлены результаты исследования скорости спин-решеточной релаксации  $1/T_1(T)$  ряда образцов системы  $Fe_{1-x}Co_xGa_3$ . Исходное соединение  $FeGa_3$  демонстрирует аномальный максимум  $1/T_1$  при  $T \sim 6$  К, свидетельствующий о наличии внутрицелевых состояний. Активационные процессы с участием этих состояний преобладают при низких температурах, в то время как фононный механизм обуславливает поведение  $1/T_1(T)$  при более высоких температурах ( $T > 50$  К).

Противоположное крайнее соединение  $CoGa_3$  обнаруживает типичную для металлов линейную температурную зависимость  $1/T_1 \sim T$ , обусловленную Корринговским механизмом релаксации на невзаимодействующих электронах проводимости. Промежуточное соединение  $Fe_{0.5}Co_{0.5}Ga_3$  демонстрирует аномально высокие значения скорости спин-решеточной релаксации, на 1.5-2 порядка превышающие значения  $1/T_1$  в  $CoGa_3$ . При этом температурная зависимость  $1/T_1(T)$  в  $Fe_{0.5}Co_{0.5}Ga_3$  описывается главным образом вкладом  $\sim T^{1/2}$ , характерным для антиферромагнитного спин-флуктуационного взаимодействия электронов проводимости в слабых или почти антиферромагнитных металлах [3]. На реализацию такого состояния в  $Fe_{0.5}Co_{0.5}Ga_3$  указывает также температурная зависимость магнитной восприимчивости.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 11-08-00868-а и 12-03-92002-ННС\_а.

1. U. Häussermann, et al., Journal of Solid State Chemistry **165**, 94-99 (2002).
2. V.Yu. Verchenko, et al., Journal of Solid State Chemistry **194**, 361-368 (2012).
3. T. Morya and K. Ueda, Solid State Communications **15**, 169-172 (1974).

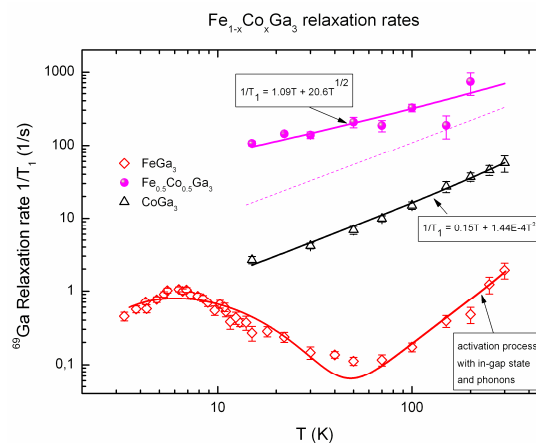
## Плавление двумерной системы коллапсирующих твердых сфер: переход первого рода или непрерывный переход?

Д.Е. Дудалов, В.Н. Рыжов, Ю.Д. Фомин, Е.Н. Циок

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

С помощью компьютерного моделирования методами Монте-Карло и молекулярной динамики рассмотрено плавление двумерной системы с потенциалом сглаженных коллапсирующих твердых сфер (core-softened potential). Построена фазовая диаграмма, рассчитаны кинетические характеристики и показано, что в системе сглаженных коллапсирующих сфер существует несколько кристаллических фаз, часть которых плавится посредством перехода первого рода, а часть - непрерывным образом в соответствии с теорией Костерлица-Таулеса-Хальперина-Нельсона-Янга. Показано, что в системе существуют аномалии плотности, диффузии и энтропии (структурные аномалии), подобные наблюдаемым в воде, кремнии, кремнеземе и ряде оксидов. Ранее в наших работах [1-4] было показано, что подобные аномалии имеют место для рассматриваемого потенциала в случае трех измерений.

1. N.V. Gribova, Yu.D. Fomin, V.N. Ryzhov, Daan Frenkel, Waterlike thermodynamic anomalies in a repulsive-shoulder potential system, Phys. Rev. E **79**, 051202 (2009).
2. Yu. D. Fomin, N. V. Gribova, and V. N. Ryzhov, Breakdown of The Excess Entropy Scaling for the Systems with Thermodynamic Anomalies. Phys. Rev. E **81**, 061201 (2010).
3. Yu. D. Fomin, E. N. Tsiok, and V. N. Ryzhov, Inversion of Sequence of Diffusion and Density Anomalies in Core-Softened Systems, J. Chem. Phys. **135**, 234502 (2011).





4. Yu. D. Fomin, E. N. Tsiok, and V. N. Ryzhov, Silicalike sequence of anomalies in core-softened systems, Phys. Rev. E 87, 042122 (2013).

## Энергетическая релаксация в сильнокоррелированных электронных системах

Е.Л. Шангина

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

Целью настоящей работы является теоретическое исследование механизмов энергетической релаксации и параметрических зависимостей времен энергетической релаксации электронов в двумерных полупроводниковых структурах в квантовых критических областях перехода металл – диэлектрик и переходов между различными состояниями холловского диэлектрика, а также поиск оптимального решения для полосы преобразования смесителей с фононным каналом охлаждения сильнокоррелированных электронов на основе полупроводниковых наноструктур.

Получены выражения для времен энергетической релаксации электронов на акустических фононах в режимах сильного экранирования, малоуглового рассеяния, частичной неупругости и высоких температур в отсутствие магнитного поля [1]. Идентифицированы доминирующие механизмы релаксации энергии в полупроводниковых наноструктурах на основе AlGaAs/GaAs и Si. Показано, что для длинных ( $l > 1 \mu\text{м}$ ) мостиков в охлаждении преобладает фононный канал. При этом в образцах AlGaAs/GaAs с высокой подвижностью ( $\mu = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  при  $T = 77 \text{ К}$ ) и концентрацией двумерных носителей  $n_s = 4.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  для смесителя ожидается полоса потерь преобразования  $\sim 0.04 \text{ ТГц}$ , что соответствует времени остывания 4 нс. Это значение сопоставимо с рекордными характеристиками сверхпроводниковых смесителей и позволяет рассматривать AlGaAs/GaAs смесители с двумерным электронным газом как перспективную основу одиночных и матричных фотоприемников терагерцового диапазона массового производства.

Исследованы механизмы релаксации энергии двумерных носителей в других полупроводниковых системах, в частности, AlSb/InAs, и рассчитана полоса преобразования субмиллиметровых смесителей на основе таких структур. В двумерной системе на основе Si рассмотрена энергетическая релаксация в критической области перехода металл - диэлектрик.

Получены выражения для времени энергетической релаксации двумерных электронов на деформационном потенциале в квантующих магнитных полях, в том числе в ультраквантовом пределе. Показано, что в этом пределе при больших энергиях обратное время релаксации пропорционально квадрату напряженности магнитного поля. Предсказано резкое увеличение скорости энергетической релаксации в кремниевых образцах в ультраквантовом пределе. Рассматривается использование этого эффекта в терагерцовом мониторинге наземного и космического базирования.

[1] E.L. Shangina, Semicond. Sci. Technol. **27**, 105021 (2012).

## Синтез метастабильных фаз высокого давления в системе Fe-Ga-Sb

О.А. Сазанова, И.П. Зибров, В.В. Бражкин, А.Г. Ляпин, Н.Ф. Боровиков

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

Одним из важнейших направлений поиска новых ферромагнитных материалов для спинтроники является легирование магнитными атомами полупроводниковых соединения  $A^3B^5$ . Однако растворимость атомов металла в полупроводниковой матрице оказывается, как правило, невелика, а значения критических температур относительно низки. В то же время, применение высоких давлений позволило получить на примере систем Mn-GaSb [1-3] и Cr-GaSb [4,5] новые метастабильные ферромагнитные фазы с высокими значениями температуры Кюри (близкие к комнатной температуре или выше ее) и, в ряде случаев, с полупроводниковой проводимостью. Естественный интерес представляет исследование под давлением других систем типа металл группы железа – полупроводник  $A^3B^5$ . В данной работе исследуется возможность синтеза новых фаз высокого давления в системе Fe-GaSb.

При температурах  $T > 350 \text{ }^\circ\text{C}$  и давлении  $P = 6.5 \text{ ГПа}$  была получена новая тетрагональная фаза высокого давления  $\text{Ga}_{1+x}\text{Sb}_{1-x}\text{Fe}$  ( $x \approx 0.19$ ), структурный тип  $\text{CuAl}_2$ , группа  $I4/mcm$ ,  $a = 6.2648 \text{ \AA}$  и  $c = 5.1476 \text{ \AA}$ . Оказалось, что в результате высокотемпературного синтеза на исходном составе  $\text{GaSb:Fe} = 1:1$  с быстрой закалкой по температуре образец представляет собой относительно однородную смесь двух фаз. На основе данных полнопрофильного анализа рентгеновских дифрактограмм по методу Ритвельда и данных элементного анализа с помощью энергодисперсионной приставки к сканирующему электронному микроскопу JSM-6390LV установлено, что наибольший весовой вклад в образцах принадлежит новой тетрагональной фазе ( $\approx 90 \%$ ), тогда как остальные незначительные по интенсивности линии в рентгенограммах связаны с фазой  $\text{FeSb}_2$  ( $\approx 10 \%$ ) [номер в базе PDF-2 00-071-2210]. На основе указанных методик был уточнен состав и предложена структурная модель тетрагональной фазы  $\text{Ga}_{1.19}\text{Sb}_{0.81}\text{Fe}$ . Показано, что тетрагональная фаза образуется в интервале давлений  $4.5 \leq P \leq 6.5 \text{ ГПа}$  (при более высоких давлениях синтез пока не проводился) при температурах  $T \geq 350 \text{ }^\circ\text{C}$ . При более низких давлениях  $P \leq 3.5 \text{ ГПа}$  на рентгеновских дифрактограммах продуктов высокотемпературной обработки присутствуют рефлексы смеси исходных компонентов  $\text{GaSb} + \text{Fe}$  и соединения  $\text{FeSb}_2$  ( $\sim 50 \%$ ). Установлено,

что в исследованной области давлений до 6.5 GPa и температур до 650 °C в системе Fe-GaSb образуется только тетрагональная фаза высокого давления  $Ga_{1.19}Sb_{0.81}Fe$ , в отличие от систем Mn-GaSb и Cr-GaSb [1-5], в которых примерно при тех же давлениях наблюдалось образование как тетрагональных фаз (при более высоких температурах ~600-900 °C), так и орторомбических фаз составов  $MnGa_2Sb_2$  и  $CrGa_2Sb_2$  (при промежуточных температурах ~350-500 °C). В работе разработана методика получения чистой тетрагональной фазы  $Ga_{1.19}Sb_{0.81}Fe$  (без примеси  $FeSb_2$ ) путем медленного охлаждения в условиях температурного градиента.

- [1] С.В. Попова, О.А. Сазанова, В.В. Бражкин, Н.В. Каляева, М.Б. Кондрин, А.Г. Ляпин, ФТТ **48**, 2057 (2006).
- [2] М.В. Кондрин, С.В. Попова, В.Р. Гизатуллин, О.А. Сазанова, Н.В. Каляева, А.Г. Ляпин, В.В. Бражкин, С.А. Гудошников, Ю.В. Прохорова, Письма в ЖЭТФ **84**, 228 (2006).
- [3] W. Sakakibara, Y. Hayashi, H. Takikazawa, Journal of the Ceramic Society of Japan **117**, 72 (2009).
- [4] M. V. Kondrin, S. V. Popova, V. P. Gizatullin, O. A. Sazanova, N. V. Kalyaeva, A. G. Lyapin, V. V. Brazhkin, S. A. Gudoshnikov, Yu. V. Prokhorova, and A. A. Pronin, J. Phys.: Conf. Ser. **121**, 032011 (2008)
- [5] W. Sakakibara, Y. Hayashi, and H. Takizawa.. J. Alloys and Compounds, **496**(1-2):L14 – L17, 2010.

## Первопринципные расчеты фаз высокого давления в системах Cr-GaSb и Mn-GaSb

М.В. Магницкая<sup>1</sup>, Э.Т. Кулатов<sup>2</sup>, Ю.А. Успенский<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

<sup>2</sup> Институт общей физики РАН

<sup>3</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Выполнены первопринципные расчеты метастабильных фаз, недавно синтезированных при высоком давлении в системах  $M-GaSb$  ( $M = Cr, Mn$ ) [1–4]. Две из четырех полученных фаз —  $CrGa_2Sb_2$  и  $MnGa_2Sb_2$  — представляют собой металлические ферромагнетики с относительно высокой температурой Кюри (~300 К) и низкой проводимостью, характерной для плохих металлов. Такое сочетание свойств перспективно с точки зрения спинтроники, что является стимулом для изучения этих систем.

В наших предшествующих расчетах [5] структурных, магнитных, оптических, транспортных и др. характеристик  $CrGa_2Sb_2$  и  $CrGaSb$  было получено в целом хорошее согласие с экспериментом [3, 4]. Исключением является магнитный момент в соединении  $CrGa_2Sb_2$  (орторомбическая структура  $Iba_2$ ), который в расчете завышен на ~20%. Для изоструктурного соединения  $MnGa_2Sb_2$  расчетный магнитный момент превышает измеренный уже в ~1.6 раза. Наиболее естественное объяснение этих расхождений — неколлинеарная ориентация спинов в структуре  $Iba_2$ , которая может заметно уменьшать магнитный момент, наблюдаемый экспериментально.

Вычисленные плотности электронных состояний  $N(E)$  для  $MnGa_2Sb_2$  и  $CrGa_2Sb_2$  имеют сходный вид. При этом, поскольку Mn имеет на 1 электрон больше, чем Cr, кривые  $N(E)$  сдвинуты друг относительно друга в соответствии с приближением жесткой зоны. Существенная разница в поведении  $N(E)$  заметна лишь вблизи уровня Ферми  $E_F$ : для  $CrGa_2Sb_2$ , в отличие от  $MnGa_2Sb_2$ , характерно наличие псевдощели на  $E_F$  и соответственно, более низкое значение  $N(E_F)$ . Это согласуется с более низкой проводимостью  $CrGa_2Sb_2$  по сравнению с  $MnGa_2Sb_2$ , наблюдаемой экспериментально [1, 4]. Расчет оптических свойств показывает, что кривые межзонной оптической проводимости  $MnGa_2Sb_2$  и  $CrGa_2Sb_2$  выглядят аналогично, однако  $CrGa_2Sb_2$  имеет более выраженную анизотропию тензора плазменной частоты и более низкие значения его компонент, что также согласуется с более низкой проводимостью  $CrGa_2Sb_2$ .

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ, Президиума РАН и Отделения физических наук РАН, а также РФФИ (гранты 11-02-00615, 13-02-00655 и 13-02-00913).

1. М.В. Кондрин, С.В. Попова, В.Р. Гизатуллин и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 228 (2006)
2. W. Sakakibara, Y. Hayashi, H. Takizawa, J. Ceram. Soc. Jpn. **117**, 72 (2009)
3. W. Sakakibara, Y. Hayashi, H. Takizawa, J. Alloys Compd. **496**, L14 (2010)
4. M.V. Kondrin, V.R. Gizatullin, S.V. Popova et al., J. Phys.: Condens. Matter **23**, 446001 (2011)
5. E. Kulatov, M. Magnitskaya, Yu. Uspenskii et al., Int. J. Quant. Chem. **113**, 820 (2013)

## Плазмоны в квазиодномерных системах безмассовых дираковских фермионов

И.В. Загороднев, В.А. Волков

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

В рамках приближения хаотических фаз вычислен закон дисперсии одномерных плазмонов в квази-1D системе безмассовых краевых дираковских фермионов (ДФ). Рассмотрено два типа модельных 2D систем, на краю которых возникают зоны краевых состояний (КС), заполненные такими ДФ. КС в первой системе, топологическом изоляторе на основе структур  $Cd(Hg)Te$ , обусловлены топологическими причинами, во второй - системе массивных ДФ - они имеют таммовское происхождение. Показано, что законы дисперсии 1D плазмонов в этих системах в длинноволновом пределе отличаются только определением параметров (скоростью и глубиной локализации ДФ). Частота плазмонов формально имеет квантовый характер ( $\omega \sim 1/\hbar$ ) и в случае кулоновского взаимодействия между электронами слабо зависит от уровня Ферми. Тем не менее, квантовые особенности колебаний безмассовых ДФ имеют фиктивный характер и устраняются с помощью введения массы ДФ

на уровне Ферми и их концентрации. Выявлено соответствие с законом дисперсии 1D плазменных колебаний в узкой полосе "шредингеровских" электронов.

### **Расчёт оптической восприимчивости соединений переходных металлов методом точной диагонализации**

*С.В. Цибульский, О.Е. Пейль, А.Н. Рубцов, М.И. Кацнельсон*

Оптическая восприимчивость электронной системы описывается двухчастичной функцией Грина, которую обычно достаточно рассмотреть в нулевом (одночастичном) приближении. Однако, это приближение не воспроизводит некоторые интересные спектральные особенности, возникающие в коррелированных атомах переходных металлов — например, *d-d*-переходы, которые, как известно, ответственны за окраску многих соединений. Мы представляем простой расчёт оптической восприимчивости, выраженной через неприводимую вершинную функцию атомной задачи, полученную методом точной диагонализации.

### **Моделирование статистических гибких свойств графеновой мембраны методом Монте-Карло**

А.А. Осипов, А.Н. Рубцов

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

В настоящей работе проведено моделирование гибких свойств графенового монослоя в свободном состоянии, и в случае приложенного внешнего механического напряжения. Для моделирования используется континуальная модель, исследуется корреляционная функция нормалей поверхности мембраны. Результаты моделирования для свободного образца, и образца с приложенным внешним напряжением растяжения воспроизводят результаты полученные методом молекулярного моделирования, однако использование континуальной модели требует значительно меньших вычислительных ресурсов. В континуальном пределе возможно моделирование образцов значительно больших размеров, что позволяет исследовать поведение системы в длинноволновой области.

Использование континуальной модели позволяет изменять величину внешнего стресса в значительных пределах, и исследовать поведение системы под воздействием сдвигающего напряжения.

### **Спиновая восприимчивость и туннельная плотность состояний в квантовой точке с анизотропным обменом.**

А.У. Шарафутдинов, И.С. Бурмистров

*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН*

Известно, что квантовая точка в нульмерном приближении описывается универсальным гамильтонианом [1]

$$\hat{H} = \sum_{\alpha} \tau_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + E_c \hat{N}^2 + J \hat{S}^2 \quad (1)$$

где  $\hat{N}$  - оператор числа электронов на точке,  $\hat{S}$  - оператор полного спина электронов на точке,  $a_{\alpha}$  - оператор уничтожения электрона на точке,  $\tau_{\alpha}$  - одночастичные уровни энергии,  $E_c$  - кулоновская энергия,  $J$  - обменная энергия. Видно, что влияние кулоновского взаимодействия свелось к двум относительно простым вкладом в гамильтониан. Оказалось, что для такой системы можно найти аналитически точные выражения для статистической суммы и двухточечных корреляторов [2]. Таким образом квантовая точка с гамильтонианом (1) представляет собой интересную точно решаемую систему взаимодействующих электронов.

Оказалось, что свойства модели в случае изотропного и изинговского взаимодействий различаются. Так, например, в изотропном случае, в отличие от изинговского, мнимая часть частотной восприимчивости равна нулю. Поэтому интересно изучить поведение системы в промежуточном случае.

В докладе будут представлены результаты анализа квантовой точки в промежуточном случае - с одноосной анизотропией обменного взаимодействия с гамильтонианом

$$\hat{H} = \sum_{\alpha} \tau_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + E_c \hat{N}^2 + J_z \hat{S}_z^2 + J_{\perp} \hat{S}_{\perp}^2 \quad (2)$$

#### **Результаты:**

Получены точные выражения для продольной и поперечной спиновой восприимчивости и туннельной плотности состояний для произвольного спектра одночастичных уровней.

Получены асимптотики продольной и поперечной спиновой восприимчивости и туннельной плотности состояний в пределе больших температур (по сравнению со средним расстоянием между одночастичными уровнями).

Учтено влияние флуктуаций одночастичного спектра на продольную и поперечную спиновую восприимчивости.

[1] AL.I.Glazman and M.Pustilnik in *New Directions in Mesoscopic Physics (Towards to Nanoscience)*, eds. R. Fazio, G. F. Gantmakher and Y. Imry (Kluwer, Dordrecht, 2003)  
 [2] I. S. Burmistrov, Y. Gefen, and M. N. Kiselev, *JETP Lett.*, 92, 3 (2010).

## Продольное межслоевое магнитосопротивление в сильно анизотропных металлах

П.Д. Григорьев

*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН*

Недавно, в работах [1,2] впервые было показано, что в квазидвумерных металлах кроме квантовых осцилляций магнитное поле дает монотонный рост магнитосопротивления, не описываемый стандартной теорией. В частности было получено, что в сильном магнитном поле продольное межслоевое сопротивление  $R_{zz}$  пропорционально квадратному корню от поля  $B_z$ . В этих работах межслоевая проводимость рассчитывалась как туннельная проводимость между двумя проводящими слоями в пределе малого интеграла перескока  $t_z$ , меньшего как расстояния между уровнями Ландау  $\omega_c$  так и их ширины  $\Gamma$ . Данный подход позволил аналитически разрешить уравнения на электронную функцию Грина в самосогласованном приближении и впервые получить новые качественные свойства магнитосопротивления в слоистых металлах, которые в дальнейшем были подробно сравнены с экспериментом [3]. Изучение опытных данных привело нас к необходимости обобщения этой теории на случай конечного  $t_z$  для описания более широкого класса веществ. Кроме этого, данный подход вызывал ряд вопросов о применимости формулы Кубо, когда время сбоя фазы электронов больше времени межслоевого туннелирования.

В новой работе [4] эти результаты обобщаются на случай конечного межслоевого интеграла перескока  $t_z$ . Расчет проводимости опирается на трехмерный сильно-анизотропный закон дисперсии электронов, выходя за рамки двух проводящих слоев. Это снимает вопросы о применимости формулы Кубо и позволяет получить

новые качественные зависимости. В старом пределе  $t_z \ll \Gamma$ ,  $\omega_c$  воспроизводится корневая зависимость магнито-

сопротивления, полученная автором ранее в работах [1,2]. Кроме этого, имеется широкая область линейного магнитосопротивления в промежуточном поле при  $4t_z < \omega_c < (2t_z)^2 / \Gamma$ , переходящая в корневую зависимость при дальнейшем увеличении поля. Такая линейная зависимость и кроссовер наблюдаются во многих сильно-анизотропных проводниках, включая органические металлы и высокотемпературные сверхпроводящие соединения: купраты и пниктиды.

[1]. P.D. Grigoriev, *Phys. Rev. B* 83, 245129 (2011).  
 [2]. P.D. Grigoriev, *JETP Letters* 94, 47 (2011).  
 [3]. P.D. Grigoriev, M. V. Kartsovnik, W. Biberacher, *Phys. Rev. B* 86, 165125 (2012).  
 [4]. P.D. Grigoriev, arXiv:1212.6926, submitted to *Phys. Rev. B*.

## Применение нелинейной индукционной методики исследования критических параметров для сверхпроводников различных классов

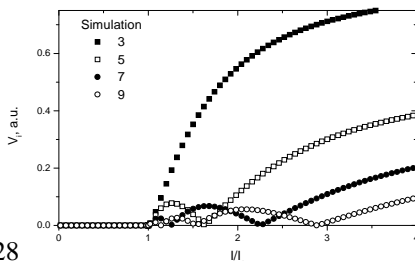
С.Ю. Гаврилкин, О.М. Иваненко, К.В. Мицен, А.Ю. Цветков

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*

Предложена усовершенствованная методика для бесконтактного исследования критических параметров сверхпроводниковых материалов различного вида, основанная на регистрации нелинейного отклика (спектра гармоник) образца на локальное переменное магнитное поле возбуждения. Представлены результаты измерений для «медных» и «железных» ВТСП, а также «обычных» сверхпроводников на основе ниобия. Полученные данные демонстрируют схожее поведение сигнала отклика для всех исследованных образцов и качественно согласуются с предложенной упрощенной моделью возникновения нелинейного отклика. С помощью данной методики получены полевые зависимости критической температуры и критического тока.

Впервые методика, предназначенная для бесконтактного измерения критического тока ВТСП-пленок, была предложена в работе [1], где описана «однокатушечная» схема, регистрирующая напряжение 3-й гармоники задающего синусоидального сигнала звуковой частоты. Резкий рост амплитуды данной гармоники связывается с достижением экранирующими токами, наведенными в образце с помощью катушки возбуждения малых размеров, размещаемой вблизи поверхности сверхпроводника, критической плотности.

Для повышения информативности получаемых экспериментальных данных, а также в связи с наличием паразитного собственного отклика катушки на частоте 3-й гармоники из-за тепловых флуктуаций, в настоящей работе предложено регистрировать широкий спектр возникающих гармоник (по 10-ю включительно).



Согласно упрощенной модели, поле катушки создает вблизи поверхности сверхпроводника экранирующие круговые токи («зеркальная катушка»), причем амплитуда индуцированного тока пропорциональна току в катушке, а фаза сдвинута на  $180^\circ$ . По мере роста амплитуды сигнала возбуждения размеры «зеркальной катушки» начинают увеличиваться по радиусу и высоте, но до некоторого предела. Максимальный радиус соизмерим с радиусом катушки возбуждения, а высота (в случае тонких пленок) ограничена толщиной образца. Начиная с некоторой величины тока возбуждения, плотность экранирующих токов на части периода достигает критической, что приводит к искажению синусоидальной формы тока в образце и возникновению гармонических компонент напряжения, наводимого экранирующими токами в катушке.

На рисунке 1 показаны результаты численного моделирования поведения нечетных гармоник сигнала отклика в рамках вышеописанной модели, но без учета изменения размеров «зеркальной» катушки. Видно немонотонное изменение амплитуд высших (начиная с 5-й) гармоник с ростом тока возбуждения. На рисунках 2 представлены экспериментальные данные для трех образцов разных классов: промышленная ВТСП-лента 2-го поколения на основе YBaCuO, тонкая пленка BaFeCoAs и ниобиевое колечко на кремниевой подложке (имитация «зеркальной» катушки из модели).

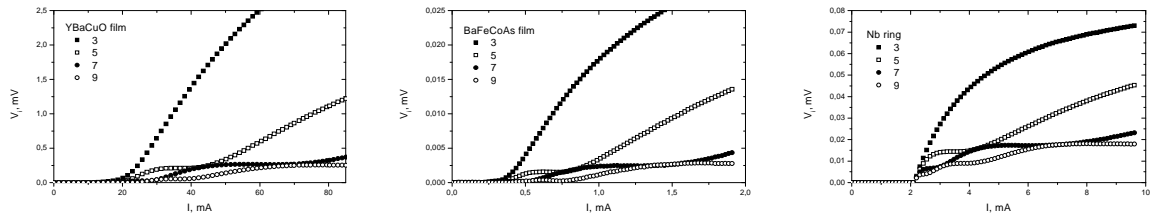


Рис.2.

Стоит отметить нетривиальное поведение высших гармоник в зависимости от тока возбуждения, что не согласуется с простой зависимостью  $V_{5,7,\dots} \sim V_3$  [2], и может содержать дополнительную информацию о критическом состоянии.

Полученные в работе результаты дают основания говорить о едином механизме возникновения нелинейного отклика в сверхпроводниках различных классов и демонстрируют возможности расширения области применения бесконтактной нелинейной индукционной методики для комплексного исследования критических параметров сверхпроводящего состояния.

Работа выполняется при поддержке Министерства образования и науки.

1. J. H. Claassen *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **62**, 996 (1991)
2. Y. Mawatari *et al.*, Appl. Phys. Lett. **83**, 3972 (2003)

## Нелинейная кинетическая индуктивность: расчет и применение

Л.Н. Жерихина, А.М. Цховребов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Нелинейность реактивных параметров осциллятора является необходимым условием обеспечения возможности параметрического усиления слабого возмущения, роль которого могут выполнять на практике какие-либо «полезные» сигналы. В радиофизике дальнейшее развитие простейшего вырожденного параметрического усилителя (модуляция реактивных параметров с удвоенной собственной частотой осциллятора) подразумевает перевод системы в режим квантового сжатия флуктуаций, который обеспечивает возможность фиксировать сигнал, косвенно преодолевая предел, налагаемый «стационарным» соотношением неопределенности Гейзенберга. Фиксируя измеряемую переменную в условиях параметрической модуляции в моменты времени отвечающие минимуму неопределенности, можно обеспечить точность выборки стробированных замеров на уровне, превосходящем квантовые ограничения. В настоящее время для практической реализации подобного режима часто используется электрически перестраиваемая нелинейность джозефсоновской индуктивности. Однако, существуют и другие решения, так в [1] с целью обеспечения условий квантового сжатия использовалась «керровская» нелинейность кинетической индуктивности  $L_{Kin}$  в тонких сверхпроводящих пленках Nb. При этом природу наблюдавшейся «керровской» нелинейности авторы качественно (без соответствующих количественных оценок) связывали с различными, по большей части, вторичными эффектами, включая перегрев, пропорциональный квадрату тока в пленке. Используя простейшую «теорию возмущений» по отношению к стандартному в рамках теории Гинзбурга-Ландау разложению свободной энергии, нам удалось получить количественные оценки величины нелинейности кинетической индуктивности, совпадающей с 30% точностью с результатами фитинга соответствующих экспериментальных данных в [1]. Кроме обычной индуктивности  $L$ , отвечающей «инерции» электромагнитного поля, массивным зарядам присуще и «чисто механическая» инерция, которой соответствует упоминавшаяся выше  $L_{Kin}$ . Она оказывается пропорциональна лондоновской глубине проникновения поля в сверхпроводник  $L_{Kin} \sim \lambda_L$ . Известно, что вследствие малой концентрации носителей в ВТСП,  $\lambda_L$ , а вместе с ней и  $L_{Kin}$  оказываются здесь много больше, чем в классическом сверхпроводнике. Это обстоятельство делает практически значимым рассмотрение параметрических эффектов в ВТСП системах, при

Рис.1

этом предложенный метод расчета в силу его феноменологичности не ограничивается классическими сверхпроводниками.

[1] E.A.Tholén, A.Ergül, E.M.Doherty et al. Appl. Phys. Lett. 90, 253509 (2007)