

УДК 539.143

МАССОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ И СПАРИВАНИЕ ПРОТОНОВ В ИЗОТОНАХ $N = 20, 50, 82$

© 2018 г. Е. В. Владимирова¹, И. Д. Дашков¹, Б. С. Ишханов^{1,2}, Т. Ю. Третьякова^{2,*}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

*E-mail: tretyakova@sinp.msu.ru

Обсуждаются различные оценки четно-нечетного эффекта массовой поверхности атомных ядер. На основе экспериментальных значений масс изотонов с замкнутыми нейтронными оболочками $N = 20, 50$ и 82 прослежена зависимость энергетической щели от числа протонов и показана взаимосвязь данной характеристики со свойствами внешних протонных подоболочек, рассмотрены эффекты, связанные непосредственно со спариванием протонов, а также влияние микроскопической структуры атомного ядра.

DOI: 10.7868/S0367676518060169

ВВЕДЕНИЕ

Создание оболочечной модели атомного ядра [1, 2] стало одним из самых значительных достижений теоретической ядерной физики. Первые попытки ее создания базировались на идеях модели атомных электронных оболочек, и перспективы данного подхода были совсем не очевидны, поскольку между электронами в атоме и нуклонами в атомном ядре имеется существенное различие. В случае атома электроны находятся в сильном кулоновском поле атомного ядра, и взаимодействие электронов между собой является поправкой к общему потенциалу (большее значение имеет «экранировка» поля атомного ядра электронами). В атомных ядрах общее самосогласованное поле ядра является результатом межнуклонного взаимодействия и эффективно учитывает его свойства. Соответственно, при переходе от изотопа к изотопу изменяется общий потенциал атомного ядра.

Помимо изменения общего потенциала для корректного описания свойств атомных ядер необходимо также учитывать остаточное взаимодействие, которое, несмотря на малую величину, во многом определяет конкретные свойства системы нуклонов. В первом приближении в качестве остаточного взаимодействия рассматриваются так называемые силы спаривания — эффективное короткодействующее взаимодействие, приводящее к увеличению энергии связи пары нуклонов при сложении их спинов в полный момент $J = 0$. Спа-

ривание тождественных нуклонов позволяет объяснить многие экспериментальные факты, в том числе значение спина J и четности $\pi J^{\pi} = 0^{+}$ всех четно-четных ядер и повышенную стабильность четно-четных изотопов [3, 4].

1. ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫЙ ЭФФЕКТ МАССОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Повышенная стабильность четно-четных ядер приводит к расслоению массовой поверхности (зависимости массы ядер от числа протонов Z и нейтронов N) на три составляющие: для четно-четных ядер, нечетно-нечетных ядер и промежуточную для ядер с нечетным A . Систематическое исследование энергий связи ядра $B(A)$ показывает, что для четно-четных ядер выполняется правило:

$$B(A) > \frac{1}{2}(B(A+1) + B(A-1)). \quad (1)$$

Данное соотношение определяет так называемый четно-нечетный эффект (EOS, even-odd staggering). Величина EOS используется в качестве оценки сил спаривания тождественных нуклонов. Для расчета энергии спаривания тождественных нуклонов существует значительное число различных массовых соотношений с учетом того или иного числа соседних изотопов (в случае спаривания протонов) или изотопов (для пар нейтронов) [5–9]. Базовые соотношения, основанные на энергиях

связи трех и четырех соседних ядер, рассмотрены в работе [5]:

$$\Delta_p^{(3)}(Z) = \frac{(-1)^Z}{2} (S_p(Z) - S_p(Z+1)), \quad (2)$$

$$\Delta_p^{(4)}(Z) = \frac{(-1)^Z}{2} (2S_p(Z) - S_p(Z+1) - S_p(Z-1)),$$

где $S_p(Z) = B(Z) - B(Z-1)$ – энергия отделения протона от ядра (N, Z) . В формулах (2) для протонного EOS число нейтронов N фиксировано. Соответствующие формулы для нейтронов получаются путем фиксирования числа протонов Z и заменой в формулах Z на N .

Из формулы (2) следует, что соотношение для $\Delta_p^{(4)}(Z)$ также является усреднением величин $\Delta_p^{(3)}(Z)$ и $\Delta_p^{(3)}(Z-1)$. Соотношения, использующие пять и шесть значений энергий связи соседних ядер, по сути являются дальнейшим усреднением. Следует отметить, что увеличение числа значений $B(A)$ существенно не влияет на результат расчета EOS, но при этом расширение диапазона экспериментальных данных при удалении от области стабильных ядер может приводить к необходимости использования значений энергий связи ядер, определенных с меньшей точностью. Необходимо также иметь в виду, что для оболочек с малым значением орбитального момента $l = 0, 1, 2$ число частиц на оболочке мало, и усреднение по большому интервалу Z будет приводить к сглаживанию оболочечных эффектов.

В работе [10] на примере спаривания нейтронов подробно рассмотрен вопрос о соотношении вклада в EOS непосредственно спаривания нуклонов и вкладов других многочастичных эффектов и, в частности, показано, что наилучшей оценкой спаривания нейтронов в ядрах с четным значением N является соотношение для нечетного числа нейтронов $\Delta_n^{(3)}(N-1)$. Этот вывод согласуется с прямым определением величины спаривания двух тождественных нуклонов как разности между энергией отделения пары нуклонов от ядра (A) и удвоенной энергией отделения нуклонов от ядра $(A-1)$ [11]. В случае пары протонов соотношение выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta_{pp}(Z) &= S_{2p}(Z) - 2S_p(Z-1) = \\ &= S_p(Z) - S_p(Z-1) = 2\Delta_p^{(3)}(Z-1), \end{aligned} \quad (3)$$

где $S_{2p}(Z) = B(Z) - B(Z-2)$ – энергия отделения двух протонов от ядра (N, Z) . В данном подходе ядро (N, Z) рассматривается как остов $(N, Z-2)$, в поле которого находятся два внешних нуклона, и не учитывается изменение потенциала остова при добавлении или удалении внешних нуклонов.

2. ЭНЕРГИЯ ОТДЕЛЕНИЯ НУКЛОНА

По определению энергии спаривания двух протонов $\Delta_{pp}(Z)$ (3) соответствует удвоенное значение четно-нечетного эффекта $\Delta_p^{(3)}(Z-1)$. Далее будем рассматривать в качестве энергии спаривания протонов соответствующие удвоенные величины:

$$\Delta_{pp}^{(3)}(Z) = 2\Delta_p^{(3)}(Z), \quad (4)$$

$$\Delta_{pp}^{(4)}(Z) = 2\Delta_p^{(4)}(Z).$$

Поскольку соотношения (2), (3) зависят от энергий отделения нуклона, рассмотрим энергию отделения протонов в изотонах $N = \text{const}$ в зависимости от числа протонов. На рис. 1 приведена энергия отделения протона в изотонах $N = 20$ в зависимости от числа протонов Z . Зависимость носит ярко выраженный пилообразный характер, являющийся следствием эффекта спаривания. Резкие переходы при $Z = 14, 16$ и 20 соответствуют переходам между подоболочками.

В рамках модели сеньорити энергия n внешних нуклонов $B(j^n)$ в поле остова может быть записана следующим образом [13, 14]:

$$\begin{aligned} B(j^n) &= B_{core}(n=0) + n\epsilon_j + \\ &+ \frac{n(n-1)}{2} \alpha - \frac{1}{2} \left[n - \frac{1 - (-1)^n}{2} \right] \beta. \end{aligned} \quad (5)$$

Соответственно, энергия отделения одного нуклона

$$\begin{aligned} S(N) &= B(j^n) - B(j^{n-1}) = \\ &= \epsilon_j + (n-1) + \frac{1 + (-1)^n}{2} \beta \end{aligned} \quad (6)$$

включает в себя энергию ϵ_j , обусловленную кинетической энергией нуклона на j -ой оболочке и энергией взаимодействия нуклона с остовом, член, пропорциональный β , соответствующий эффекту спаривания, и член, пропорциональный α , описывающий общий наклон кривой $S_p(Z)$. Коэффициенты α и β могут быть выражены через матричные элементы двухчастичного взаимодействия между «валентными» нуклонами, т.е. парное взаимодействие не только придает пилообразный характер зависимости $S_p(Z)$, но и вносит вклад в изменение общего самосогласованного потенциала. Скачок между отдельными группами значений при $Z = 20$ обусловлен разностью $\epsilon_{j_1} - \epsilon_{j_2}$ при переходе между подоболочками j_1 и j_2 .

На рис. 1 для сравнения приведены результаты расчетов $S_p(Z)$ в цепочке изотонов $N = 20$, выполненных в приближении Хартри – Фока с взаимодействием Скирма (SHF) с использованием параметризации SLy230b [15], хорошо описывающей энергии связи ядер в широком диапазоне массовых

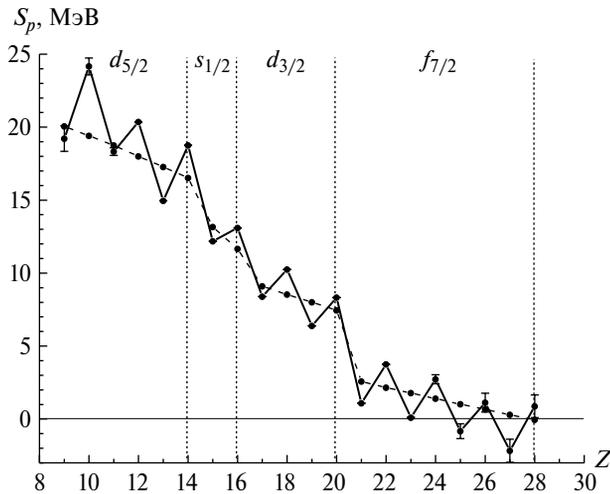


Рис. 1. Энергия отделения протона $S_p(Z)$ в изотонах $N = 20$. Сплошная линия – расчет на основе масс атомных ядер из [12], штриховая – расчеты SHF.

чисел. Отклонение значений энергии связи четно-четных ядер в рассматриваемых группах изотонов не превышает 3 МэВ. Расчеты проведены без учета эффекта спаривания, чтобы выявить влияние остальных микроскопических эффектов на рассматриваемые характеристики. Соответственно, расчетная зависимость $S_p(Z)$ не имеет характерной пилообразной формы, но имеет общий наклон, связанный с изменением самосогласованного поля при увеличении числа протонов, и характерные скачки при заполнении подоболочек.

3. ЭНЕРГИЯ ПАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛОНОВ

Пилообразный характер зависимости $S_p(Z)$ в рамках заполнения одной подоболочки приводит к тому, что для четного значения Z величина энергии спаривания $\Delta_{pp}(Z)$, рассчитанная по формуле (3), всегда меньше результата, полученного по формуле (4):

$$\Delta_{pp}(Z) < \Delta_{pp}^{(3)}(Z). \quad (7)$$

Данный результат соответствует выводам простейшей модели сеньорити, в которой

$$\Delta_{pp}^{(3)}(Z) = G \Omega + G, \quad (8)$$

$$\Delta_{pp}(Z) = G \Omega,$$

а все остальные соотношения, использующие четыре и более значений $B(A)$, являются их усреднением и равны между собой [16]:

$$\Delta_{pp}^{(4)}(Z) = G \Omega + \frac{1}{2}G. \quad (9)$$

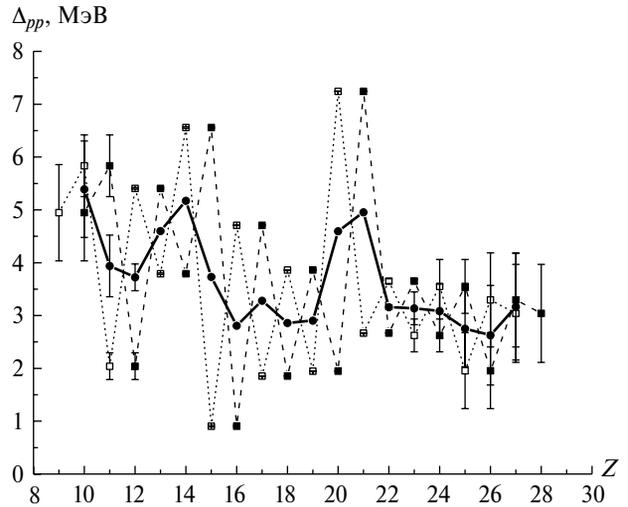


Рис. 2. Энергии спаривания протонов в изотонах $N = 20$ для $Z = 10 - 28$ на основе данных [12]. $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$ (\bullet), $\Delta_{pp}(Z)$ (\blacksquare) и $\Delta_{pp}^{(3)}(Z)$ (\square).

Здесь G – параметр спаривания нуклонов на оболочке с полным моментом j ($2\Omega = 2j + 1$).

На рис. 2 приведены результаты расчета $\Delta_{pp}(Z)$ по формулам (3) и (4) в изотонах $N = 20$ $Z = 10 - 28$. Значения $\Delta_{pp}(Z)$ и $\Delta_{pp}^{(3)}(Z)$ совпадают с точностью сдвига на $Z = 1$, значения $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$ являются их усреднением. В зависимости $S_p(Z)$ скачок, обусловленный полным заполнением оболочки $1d_{5/2}$ и началом заполнения оболочки $f_{7/2}$, приходится на $Z = 20$. В результате $\Delta_{pp}^{(3)}(Z)$ (4) испытывает резкий скачок при $Z = 20$ (четном), в то время как для $\Delta_{pp}(Z)$ (3) соответствующее изменение приходится на $Z = 21$ (нечетное). Таким образом, если в зависимости $\Delta_{pp}^{(3)}(Z)$ для четно-четных ядер присутствуют значительные флуктуации в области магических чисел, то $\Delta_{pp}(Z)$ для четных Z более сглажена и всегда лежит ниже значений $\Delta_{pp}^{(3)}(Z)$.

Представляет интерес поведение разности $\Delta_{pp}(Z)$ и $\Delta_{pp}^{(3)}(Z)$, формально совпадающей с параметром спаривания G в простейшей модели:

$$\delta e(Z) = (-1)^Z (\Delta_{pp}^{(3)}(Z) - \Delta_{pp}(Z)). \quad (10)$$

Исходя из определений (2)–(4), $\delta e(Z) = S_p(Z - 1) - S_p(Z + 1)$. Как видно из характера поведения зависимости $S_p(Z)$ (рис. 1), величина δe эффективно включает спаривание и может рассматриваться в качестве поправки, связанной с поляризацией кора и/или вкладом трехчастичного взаимодействия [17].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ МАГИЧЕСКИХ ЯДЕР

На рис. 3а приведены зависимости энергии спаривания протонов $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$ в изотонах $N = 20$

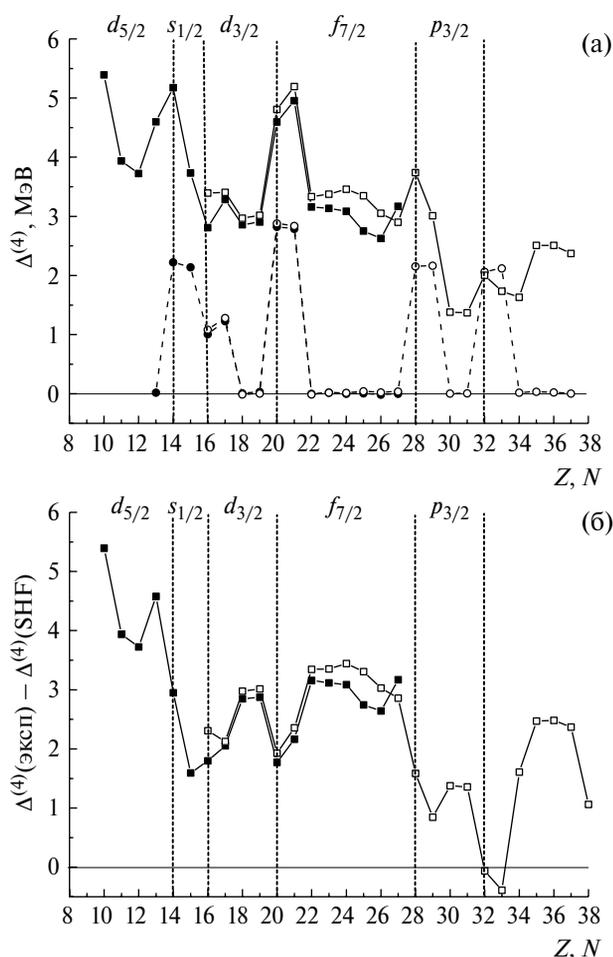


Рис. 3. (а) – энергии спаривания протонов $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$ в изотопах $N = 20$ для $Z = 10 - 28$ (■) и нейтронов $\Delta_{nn}^{(4)}(N)$ в изотопах Ca для $N = 16 - 38$ (□) на основе данных [12]; штриховой линией приведены результаты расчета в приближении SHF без учета спаривания; (б) – разность экспериментальных и теоретических значений $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$ (■) и $\Delta_{nn}^{(4)}(N)$ (□).

и энергии спаривания нейтронов $\Delta_{nn}^{(4)}(N)$ в изотопах Ca ($Z = 20$). В отличие от значений $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$ и $\Delta_{pp}^{(3)}(Z)$, данная характеристика достаточно точно соответствует расщеплению мультиплетов возбужденных состояний, наблюдающихся в спектрах ядер в результате парного взаимодействия внешних нуклонов [16]. Кроме значений $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$ и $\Delta_{nn}^{(4)}(N)$, рассчитанных по массам ядер, для оценки вклада микроскопических эффектов штриховой линией приведены расчеты соответствующих характеристик методом SHF с параметризацией Sly230b. В отсутствие учета спаривания в середине подоболочки модельные расчеты приводят к значениям $\Delta^{(4)}$, не превышающим 50 кэВ, что сравнимо либо меньше неопределенности расчета значений $\Delta^{(4)}$ по экспериментальным значениям энергий связи. На графиках отчетливо прослеживается последова-

тельность заполнения подоболочек: плато по мере заполнения подоболочки и резкие пики при переходе с одной подоболочки на следующую. На рис. 3 вертикальные пунктирные линии, обозначающие заполнение подоболочек в оболочечной модели, строго соответствуют максимумам в зависимостях $\Delta_{nn}^{(4)}(N)$ и $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$. Наиболее резкий пик соответствует $N = Z = 20$ (^{40}Ca), где, наряду с заполнением оболочки $1d2s$, большую роль играет энергия симметрии.

В середине заполняемой подоболочки величина характеристики $\Delta^{(4)}$, полученная в приближении SHF, практически не зависит от параметров взаимодействия, что следует из характерной формы зависимости $S_p(Z)$ для расчетов SHF в отсутствие учета эффекта спаривания (рис. 1). Большое влияние выбор параметризации сил Скинра оказывает на высоту пиков, соответствующих заполнению оболочек. Поэтому разность экспериментальной и модельной зависимостей $\Delta_{nn}^{(4)}(N)$ и $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$, приведенная на рис. 3б, имеет качественный характер, но при этом отражает характерное изменение энергии спаривания тождественных нуклонов в зависимости от их числа: увеличение по мере заполнения оболочки с последующим спадом вблизи от ее заполнения.

Цепочки изотонов $N = 20$ и изотопов $Z = 20$ представляют собой уникальную возможность для сопоставления спаривания протонов и нейтронов. С ростом A , по мере увеличения кулоновского взаимодействия и нейтронного избытка, характеристики самосогласованного поля для протонов и нейтронов различаются все сильнее, что приводит к различиям остаточного парного взаимодействия протонов и нейтронов. На рис. 4 приведены зависимости $\Delta_{nn}^{(4)}(N)$ для изотопов $Z = 50$ и $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$ для изотопов $N = 82$. С точки зрения одночастичной модели заполнение оболочек при $N, Z > 50$ происходит при существенном смещении подоболочек. Как следствие, зависимости имеют сглаженный характер без существенных изломов, связанных с переходами между подоболочками. В зависимости $\Delta_{nn}^{(4)}(N)$ наблюдается небольшой излом при $N = 66$, свидетельствующий о наличии зазора между группами подоболочек ($d_{5/2}, g_{7/2}$) и ($s_{1/2}, d_{3/2}, h_{11/2}$). Резкий скачок величины $\Delta_{nn}^{(4)}(N)$ при $N = 82$ соответствует переходу на новую оболочку, и уменьшение спаривания при этом связано с уменьшением числа проекций j на внешних оболочках [20]: 16 на подоболочке ($d_{3/2}, h_{11/2}$) по сравнению с 8 на более изолированной подоболочке $f_{7/2}$. В свою очередь зависимость $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$ имеет не только другой диапазон значений, но и качественно другое поведение, указывающее на разный порядок заполнения протонами и нейтронами оболочки 50 – 82.

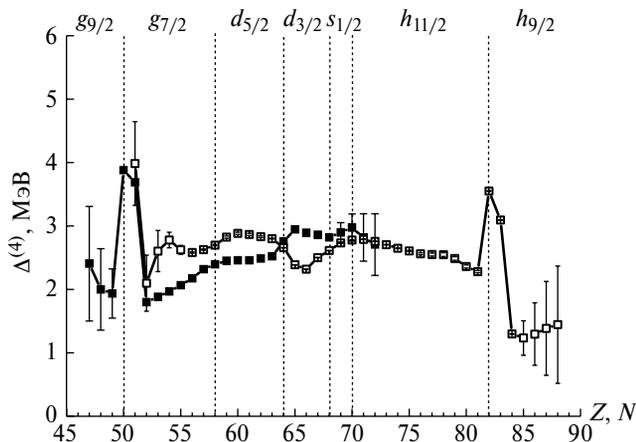


Рис. 4. Энергии спаривания протонов $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$ в изотонах $N = 82$ (■) и нейтронов $\Delta_{nn}^{(4)}(N)$ в изотонах Sn ($Z = 50$) (□) на основе данных [12].

Одним из проявлений парного взаимодействия и связанных с ним коллективных эффектов является характер первого состояния 2_1^+ в спектрах возбужденных состояний атомных ядер. Как и массовые зависимости энергии спаривания, энергии $E^*(2_1^+)$ в последовательностях изотопов и изотонов отражают оболочечную структуру ядра: в них наблюдаются максимумы при значениях магических чисел [5]. Ранее в работах [20, 21] было рассмотрено соответствие между энергиями $E^*(2_1^+)$ и величиной EOS-эффекта $\Delta_n^{(3)}(N)$ для четно-четных ядер. Ярким примером этого соответствия является формирование энергетической щели в спектрах изотопов олова. Поскольку в цепочках магических ядер-изотопов спаривание нейтронов и оболочечные эффекты прослеживаются достаточно сильно, все рассмотренные характеристики коррелируют между собой. В случае внешних пар протонов картина не столь однозначна и наилучшее соответствие с поведением $E^*(2_1^+)$ не только на качественном, но и на количественном уровне демонстрирует разность $\Delta_{pp}(Z)$ и $\Delta_{pp}^{(3)}(Z)$. На рис. 5 показаны значения характеристики $\delta\epsilon$, рассчитанные по формуле (10), для цепочек изотонов $N = 20, 50, 82$, а также приведены значения энергий $E^*(2_1^+)$.

Для изотонов $N = 20$ значение $\delta\epsilon$ сильно меняется, поскольку при небольших значениях момента j и последовательном заполнении подоболочек данная характеристика в большей степени отражает оболочечную структуру. Только для $Z > 22$ при заполнении оболочки $f_{7/2}$ значение $\delta\epsilon$ характеризует параметр спаривания и становится постоянной со значением около 1 МэВ. В цепочках изотонов с $N = 50$ и 82 значения $\delta\epsilon$ менее подвержены флуктуациям и имеют почти постоянную величину ~ 1 МэВ.

В данном случае, как и при увеличении числа нейтронов в изотопах олова, происходит параллельное заполнение подоболочек, т.е. данный процесс можно рассматривать как заполнение оболочки с суммарным моментом $j = \sum j_k$, где суммирование проходит по соответствующим подоболочкам. Но

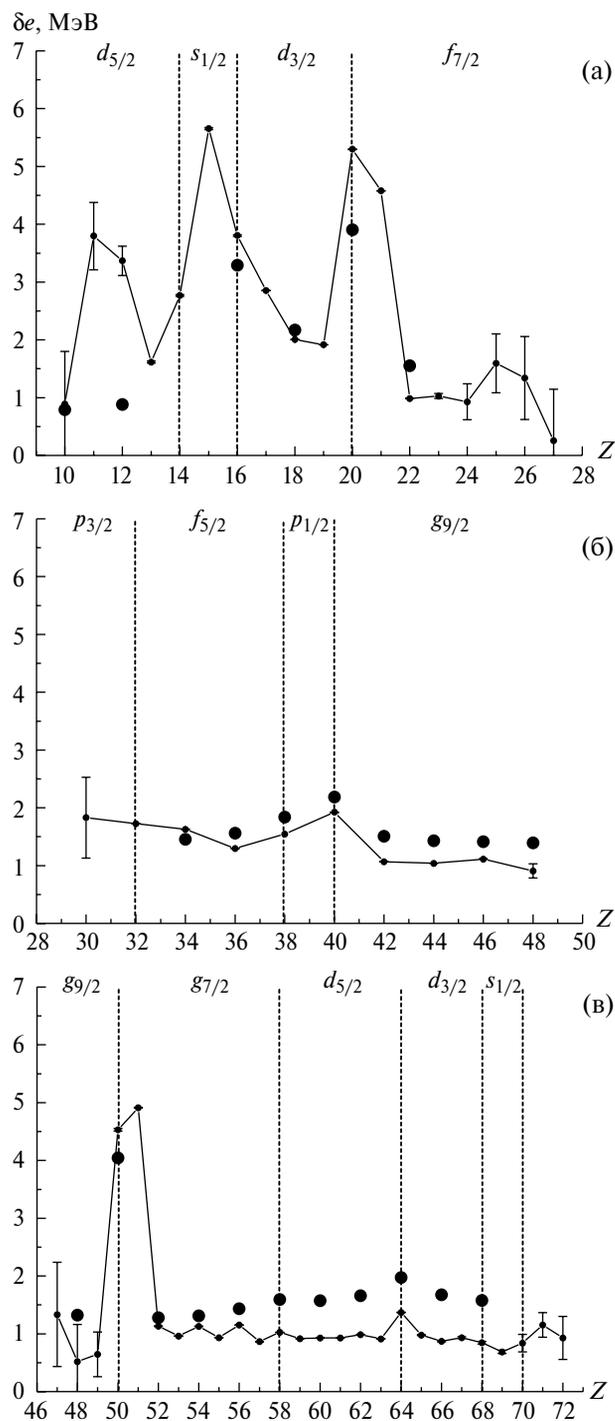


Рис. 5. Энергии $E^*(2_1^+)$ (•) [18, 19] и значения $\delta\epsilon$ (сплошная линия) в изотонах (а) – $N = 20$, (б) – $N = 50$ и (в) – $N = 82$.

следует отметить, что в зависимости $\delta e(Z)$ для $N = 50$ наблюдается максимум при $Z = 40$, соответствующем началу заполнения подоболочки $1g_{9/2}$. Значение флуктуации составляет 2 МэВ и ей соответствует такое же изменение $E^*(2_1^+)$. Сходные эффекты наблюдаются и в зависимости $\delta e(Z)$ для $N = 82$, где замыкание группы подболочек для протонов происходит при $Z = 64$. Следует отметить, что в целом зависимость $\delta e(Z)$ более отчетливо отражает оболочечную структуру ядра: как процесс заполнения оболочек, так и переходы между подболочками при их заполнении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены различные характеристики, основанные на разностях масс атомных ядер, энергии отделения протона и различных вариантов расчета четно-нечетного эффекта массовой поверхности. На примере изотонов магических ядер с $N = 20, 50$ и 82 показана сложная природа четно-нечетного эффекта, включающего в себя как результат спаривания нуклонов, так и такие многочастичные эффекты как заполнение оболочек и подболочек, эффекты симметрии. Поведение характеристик, включающих в себя энергии отделения протонов от двух соседних изотонов, $\Delta_{pp}(Z)$ и $\Delta_{pp}^{(3)}(Z)$, сильно зависит от свойств внешних нуклонов атомного ядра и отражает не только наличие корреляций нуклонов в середине заполнения оболочек, но и формирование замкнутых подболочек и оболочек по мере прохождения магических чисел.

Величина $\Delta_{pp}(Z)$ имеет плавное поведение для четно-четных ядер, поскольку зависит от изотонов с числами Z и $Z-1$ и в случае четных Z не включает скачка энергии, связанного с изменением одночастичной энергии протона при переходе на следующую подболочку. Показан вклад многочастичных эффектов в массовые характеристики на примере расчета методом Скирма – Хартри – Фока без учета эффекта спаривания. Данные расчеты приводят к малым значениям энергии спаривания $\Delta^{(4)}$ в области между магическими числами и резким скачком при заполнении оболочек. Зависимость разности между экспериментальными значениями энергии спаривания $\Delta_{pp}^{(4)}(Z)$ и модельными расчетами дает качественное представление об изменении энергии спаривания тождественных нуклонов в зависимости от их числа: увеличении по мере заполнения оболочки с последующим спадом вблизи от ее заполнения.

Характерным проявлением эффекта спаривания являются низколежащие состояния 2^+ коллективной природы, формирующие энергетическую щель 1 – 2 МэВ в спектрах возбужденных состояний в четно-четных ядрах. На примере цепочек

изотонов $N = 20, 50$ и 82 рассмотрена зависимость энергии возбуждения $E^*(2_1^+)$ от числа протонов и показано выраженное соответствие между данной зависимостью и величиной $\delta e(Z)$. В целом зависимость $\delta e(Z)$ более ясно, чем различные варианты расчета $\Delta_{pp}(Z)$, отражает оболочечную структуру ядра: как процесс заполнения оболочек, так и переходы между состояниями при их заполнении.

Авторы благодарны Д.Е. Ланскому, М.Е. Степанову и С.В. Сидорову за полезные обсуждения и техническую помощь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mayer M.G. // Phys. Rev. 1949. V. 75. P. 1969.
2. Haxel O., Jensen H.H.D., Suess H.E. // Phys. Rev. 1949. V. 75. P. 1766.
3. Айзенберг И., Грайнер В. Микроскопическая теория ядра. М.: Атомиздат, 1976.
4. Ring P., Schuck P. The Nuclear Many-Body Problem. 3rd ed. Berlin: Springer, 2004.
5. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. Т. 1. М.: Мир, 1971.
6. Jensen A.S., Hansen P.G., Jonson B. // Nucl. Phys. 1984. V. A431. P. 393.
7. Madland D.G., Nix J.R. // Nucl. Phys. 1988. V. A476. P. 1.
8. Moller P., Nix J.R. // Nucl. Phys. 1992. V. A536. P. 20.
9. Duguet T., Bonche P., Heenen P.-H., Meyer J. // Phys. Rev. C. 2001. V. 65. P. 014311.
10. Dobaczewski J., Magierski P., Nazarewicz W. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 024308.
11. Престон М. Физика ядра. М.: Мир, 1964.
12. Wang M., Audi G., Kondev F.G. et al. // Chin. Phys. C. 2016. V. 41. P. 030003.
13. Talmi I. // Phys. Rev. 1956. V. 107. P. 326.
14. Talmi I. Simple Models of Complex Nuclei. N. Y.: Harwood Acad. Publ., 1993.
15. Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al. // Nucl. Phys. 1997. V. A627. P. 710.
16. Imasheva L.T., Ishkhanov B.S., Sidorov S.V. et al. // Phys. of Part. and Nuclei. 2017. V. 48. P. 889.
17. Brown B.A. // "Pairing in Light and Exotic Nuclei" in "Fifty Years of Nuclear BCS". Ed. by R.A. Broglia and V. Zelevinsky. World Scientific, 2013. P. 179.
18. National Nuclear Data Center. Brookhaven. Evaluated Nuclear Structure. Data File. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
19. База данных "Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ". <http://cdfc.sinp.msu.ru/>
20. Brown B.A. // J. of Phys: Conf. Ser. 2015. V. 580. P. 012016.
21. Ishkhanov B.S., Sidorov S.V., Tretyakova T. Yu., Vladimirova E.V. // Chin. Phys. C2017. V. 41. № 9. P. 094101.