

Резонансный захват мультинейтронов ядрами ^{88}Sr и ^{27}Al К. А. Гриднев⁺¹⁾, В. Н. Тарасов*, Д. К. Гриднев[×], В. Грайнер[×], Х. Виньяс^{°2)}⁺ С. Петербургский государственный университет, 198504 С. Петербург, Россия

* Институт теоретической физики им. Ахиезера, Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, 61108 Харьков, Украина

[×] Institut für Theoretische Physik, D-60054 Frankfurt am Main, Germany[°] Facultat de Física, Departament de E.C.M., E-08028 Barcelona, Spain

Поступила в редакцию 28 ноября 2014 г.

После переработки 21 мая 2015 г.

Проведены расчеты на основе метода Хартри–Фока с силами Скирма (Ska) и учетом спаривания в приближении БКШ (Бардина–Купера–Шиффера) резонансного захвата мультинейтронов ядрами ^{88}Sr и ^{27}Al . Рассчитанные энергии связи мультинейтронов, среднеквадратичные радиусы, энергии спаривания, параметры квадрупольной деформации свидетельствуют в пользу механизма резонансного захвата.

DOI: 10.7868/S0370274X15180010

Проблема мультинейтронных кластеров волнует физиков уже многие годы. Попытки обнаружить их как в связанном, так и в резонансном состоянии до недавнего времени не приводили к успеху. В основе теоретических оценок существования нейтронных кластеров лежит нейтрон-нейтронное взаимодействие, которое, как показал анализ [1], не определено с достаточной точностью. Настоящий статус нейтрон-нейтронного взаимодействия не позволяет связать систему четырех нейтронов в ядре [1]. Для уточнения $N-N$ -потенциала очень важны эксперименты по поиску тетранейтрона.

В работе Новацкого с соавторами [2] были экспериментально обнаружены ядерно-стабильные нейтронные кластеры в делении ^{238}U α -частицами с энергией 62 МэВ. Для детектирования вылетевших мультинейтронов использовался метод наведенной активности. В этом эксперименте изотоп ^{88}Sr располагался под углом 30 градусов к пучку за фильтром, поглощающим заряженные частицы. Захват мультинейтронов приводил к образованию изотопа ^{92}Sr , для идентификации которого служила гамма-линия с энергией 1384 кэВ. В работе [2] не делается никаких выводов об энергии связи самого мультинейтронного кластера. Поэтому мы в дальнейшем будем говорить о мультинейтроне как таковом, который можно рассматривать как скоррелированную группу нейтронов.

Целью настоящей работы являлось оценить возможность захвата мультинейтронов изотопом стронция-88 и образования изотопа стронция-92 с нахождением в нем мультинейтронного кластера – тетранейтрона.

Предыдущие теоретические оценки существования четырехнейтронных кластеров давали отрицательный результат [3, 4]. В работе Бертулани и Зелевинского рассматривался тетранейтрон как динейтрон-динейтронная молекула. Эта модель оказалась неспособной объяснить тетранейтрон как связанное состояние [5]. Вместе с тем, в работе Лашко и Филиппова [6] предполагалось, что тетранейтрон может быть рассмотрен как компаунд-система, состоящая из кластерных конфигураций $^3n + n$ и $^2n + ^2n$. Ими показано, что такая конфигурация может существовать как низкоэнергетический резонанс. Далее, в работах [7–9] показано, что изменяя современный ядерный гамильтониан, можно получить связанный тетранейтрон. Это предположение основано на α -распаде гигантского квадрупольного резонанса в ^{238}U [10] и α -частичном захвате в гигантский квадрупольный резонанс в ^{28}Si [11].

Чтобы получить оценки захвата скоррелированной группы нейтронов ^{88}Sr , мы провели расчеты методом Хартри–Фока с силами Скирма Ska и SkM* [12] изотопов $^{88-92}\text{Sr}$. Были вычислены энергии отделения $2n$, $4n$, $6n$, $8n$, среднеквадратичные радиусы, энергии спаривания и квадрупольные деформации.

¹⁾ e-mail: kgridnev@yahoo.com²⁾ J. Viñas

Результаты представлены на рис. 1 и 2. Энергии отделения нейтронов соответствуют статической

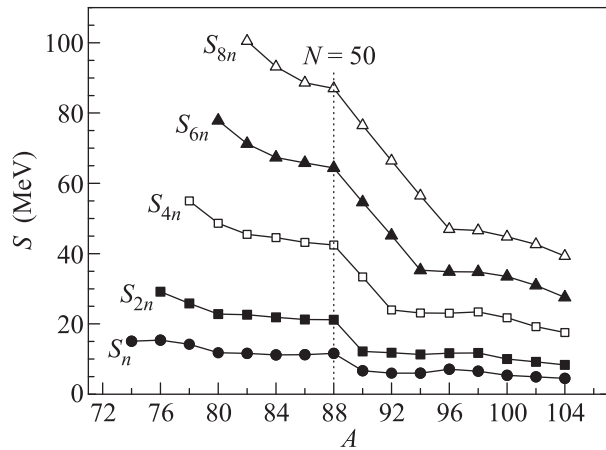


Рис. 1. Энергии отделения $2n$, $4n$, $6n$, $8n$ в изотопах Sr. Расчет выполнен методом Хартри–Фока с силами Скирма (Ska) с учетом спаривания в приближении БКШ

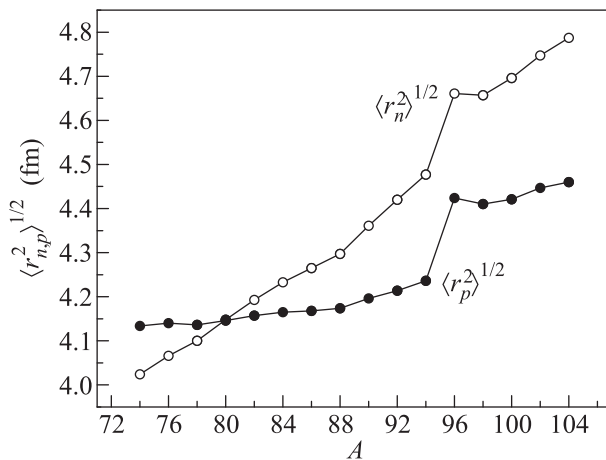


Рис. 2. Среднеквадратичные радиусы изотопов Sr. Расчет выполнен методом Хартри–Фока с силами Скирма (Ska) с учетом спаривания в приближении БКШ

теории гигантских квадрупольных резонансов в деформированных ядрах [13], дающей оценку энергии квадрупольных резонансов между 20 и 25 МэВ.

Рассчитанные методом Хартри–Фока отрицательные деформации ($\beta_2 = -0.15$, ^{88}Sr) изотопов Sr позволили нам использовать двумерное уравнение Шредингера с соответствующими граничными условиями для квантовой частицы, движущейся в $(x - y)$ -плоскости [14] (классический аналог – круглый контейнер). Для такой геометрии имеет место тривиальное разделение цилиндрических переменных. Решением уравнения Шредингера в

цилиндрических координатах r, θ является функция Бесселя:

$$f_{mn}(r, \theta) = J_m(k_{mn}, r) \exp(in\theta), \quad (1)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots, n$, $n = 1, 2, 3, \dots$, $k_{mn} = X_{mn}/R$, $J'_m(X_{mn}) = 0$, R – радиус контейнера, $m = 0$ соответствует круговому контейнеру. Используем в наших ХФ-расчетах значение радиуса контейнера. Предположим, что в качестве квантовой частицы выступает скоррелированный тетранейтрон в состоянии $2d5/2$. В соответствии с кластерной оболочечной моделью согласно правилам Вильдермута–Тальми–Мошинского

$$2(N - 1) + L = \sum_{i=1}^4 [2(n_i - 1) + l_i], \quad (2)$$

где N – главное число кластера, L – его орбитальный момент, n_i и l_i – оболочечные главные квантовые числа и орбитальные моменты. Тогда скоррелированным четырем нейтронам можно приписать квантовые числа $N = 8$, $L = 2$ с энергией

$$E_{J=2} = \frac{\hbar^2}{2m_{4n}} \left(\frac{X_{mn}}{R} \right)^2 \approx 20 \text{ МэВ}, \quad (3)$$

где $X_m = 9.1$ – нуль функции Бесселя, отвечающий состоянию нейтронов, находящихся в оболочке $2d5/2$, а среднеквадратичный радиус в соответствии с расчетами ХФ $R = 4$ фм.

Рассмотрим резонансный механизм захвата скоррелированных четырех нейтронов для ^{92}Sr по схеме $^{88}\text{Sr} + 4n$.

Аналогично $4n$ -резонансам при высоких возбуждениях ядра наблюдались резонансы при рассеянии α -частиц на ядрах ^{32}S , ^{34}S , ^{40}Ca [10].

Если изотопы урана при бомбардировке α -частицами производят мультинейтроны с определенным моментом, то они могут быть захвачены ядрами ^{88}Sr . Это может служить доказательством существования мультинейтронов.

Что касается поиска динейтронных кластеров, то здесь имеется довольно обширная экспериментальная и теоретическая литература (см. [15]). С теоретической точки зрения динейтронные кластеры в ядрах могут существовать благодаря механизму, предложенному А.Б. Мигдалом [16]. При этом они проявляются четче, если их энергия приближается к порогу отделения динейтронов от материнского ядра [1]. Остановимся на последних экспериментах, подтверждающих существование динейтронов в ядрах.

Группа из Катании [17] исследовала реакцию $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$ и показала, что прямая передача

нейтронной пары представляет собой процесс первого, а не второго порядка.

Тот же метод наведенной активности [2] использовался для регистрации мультинейтронов, образующихся при делении урана α -частицами. Однако здесь их идентификатором служил ^{27}Al . В результате их взаимодействия с ^{27}Al возникла цепочка бета-распадов ^{28}Mg - ^{28}Al - ^{28}Si с характерными гамма-линиями 1342 и 1779 кэВ [18].

Мы рассмотрели механизм образования ядра ^{28}Mg в результате резонансной реакции по Хартри-Фоку $^{27}\text{Al}(2n, p)^{28}\text{Mg}$. Результаты расчетов приведены на рис. 3 и 4. Мы предполагаем, что

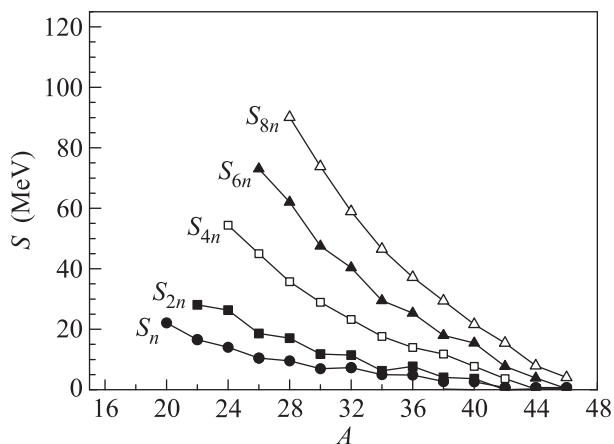


Рис. 3. Энергии отделения $2n$, $4n$, $6n$, $8n$ в изотопах Mg. Расчет выполнен методом Хартри-Фока с силами Скирма (Ska) с учетом спаривания в приближении БКШ

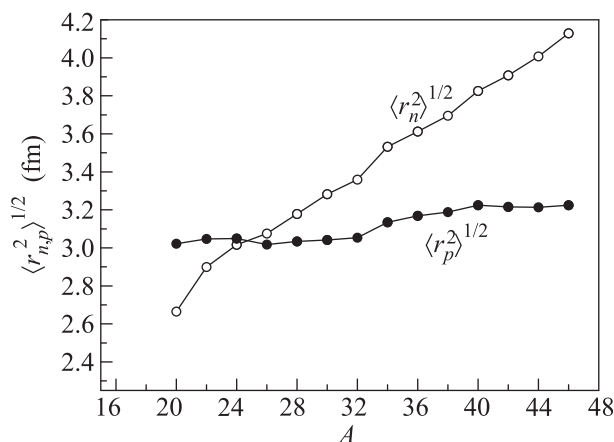


Рис. 4. Среднеквадратичные радиусы изотопов Mg. Расчет выполнен методом Хартри-Фока с силами Скирма (Ska) с учетом спаривания в приближении БКШ

захват динейтрона с последующим вылетом протона тоже носит резонансный характер.

Нами проведен расчет мультинейтронных состояний ядра ^{28}Mg . Заселение динейтронами орбиты $1d_{5/2}$ соответствует нулю функции Бесселя 5.76, что, в свою очередь, отвечает резонансной энергии ~ 15 МэВ (формула (3), где значение радиуса было взято из рис. 4 равным 3 фм в соответствии с расчетами Хартри-Фока). Эта резонансная энергия соответствует энергии отделения $2n$ (см. рис. 3). Здесь также использовалась модель круглого контейнера на основании вычисленной отрицательной деформации $\beta_2 = -0.12$ для ^{26}Mg .

Настоящие расчеты показывают, что как захват четырех нейтронов изотопом ^{88}Sr , так и захват двух нейтронов в случае $^{27}\text{Al}(2n, p)$ носят резонансный характер. Нам представляется, что характерным признаком готовности ядра к резонансному захвату мультинейтрона может служить изменение знака производной энергии связи на нуклон по мере заполнения нейтронных оболочек (см. рис. 5).

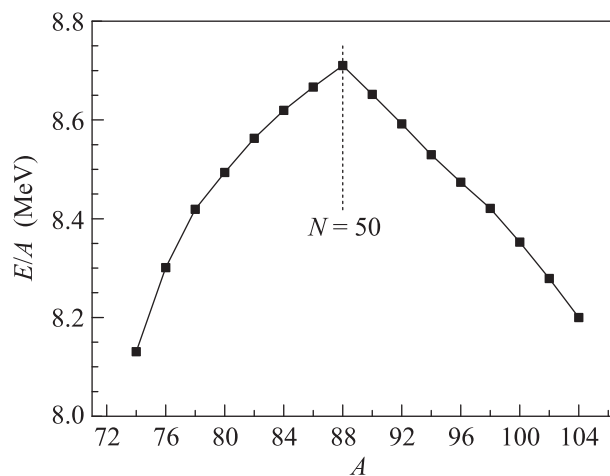


Рис. 5. Энергия связи на нуклон для изотопов Sr. Расчет выполнен методом Хартри-Фока с силами Скирма (Ska) с учетом спаривания в приближении БКШ

Авторы приносят благодарность сотрудникам НИЦ “Курчатовский институт” Новацкому Б.Г. и Сакуте С.Б. за обсуждение результатов работы и ценные замечания. Работа выполнена при поддержке гранта СПбГУ “Поддержка экспедиций и поездок в российские и зарубежные организации для проведения фундаментальных НИР” 11.42.1298.2014.

1. D. Gridnev, S. Schramm, W. Greiner, and K. Gridnev, Eur. Phys. J. **50**, 118 (2014).
2. Б.Г. Новацкий, Е.Ю. Никольский, С.Б. Сакута, Д.Н. Степанов, Письма в ЖЭТФ **96**, 310 (2012).

3. N. K. Timofeyuk, *J. Phys. G. Nucl. Part. Phys.* **29**, L9 (2003).
4. Р. Я. Кезерашвили, *ЯФ* **44**, 842 (1996).
5. C. A. Bertulani and V. Zelevinsky, *ArXiv: nucl-th/0212060v3* (2003).
6. Yu. A. Lashko and G. F. Filippov, *Phys. Atom. Nucl.* **71**, 209 (2008).
7. S. C. Pieper, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 252501 (2003).
8. L. Satpathy and R. Nayak, *J. Phys. G. Nucl. Part. Phys.* **4**, L161 (1978).
9. I. V. Semenog, B. E. Grinyuk, and Yu. M. Bidasyuk, *Ukr. J. Phys.* **51**, 954 (2006).
10. E. Wolyneć, M. N. Martins, and G. Moscati, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 585 (1976).
11. E. Kuhlmann, K. A. Snover, G. Feldman, and M. Hindi, *Phys. Rev. C* **27**, 948 (1983).
12. V. N. Tarasov, K. A. Gridnev, D. K. Gridnev, D. V. Tarasov, S. Schramm, X. Vinas, and W. Greiner, *Int. J. Mod. Phys E* **22**, 1350009 (2013).
13. M. Danos, W. Greiner, and C. B. Kohr, *Phys. Rev.* **151**, 761 (1966).
14. R. Blümel, I. H. Davidson, W. P. Reinhardt, H. Lin, and M. Sharnoff, *Phys. Rev. A* **45**, 2641 (1992).
15. H. Horiuchi, *Mod. Phys. Lett. A* **21**, 2455 (2006).
16. A. B. Migdal, *Sov. J. Nucl. Phys.* **16**, 238 (1973).
17. M. Bondi, E. Cappuzzello, and C. Agodi, *Ядро 2013*, М. (2013).
18. Б. Г. Новацкий, С. Б. Сакута, Д. Н. Степанов, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 747 (2013).