

СТРУКТУРА ЛЕГКИХ Λ -ГИПЕРЯДЕР ВБЛИЗИ ЛИНИЙ НУКЛОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ И БАРИОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

С. В. Сидоров^{1,2,3,*}, *Д. Е. Ланской*^{1,**},
Т. Ю. Третьякова^{1,2,3,***}

¹ Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

Структура легких Λ -гиперядер рассматривается в рамках подхода Хартри–Фока с эффективным потенциалом Скирма. Данный феноменологический подход позволяет анализировать зависимость свойств гиперядер от характеристик нуклон-нуклонной и гиперон-нуклонной компонент барионного взаимодействия. Энергии связи гиперонов и радиусы нуклонных остовов рассчитываются с использованием нескольких параметризаций Скирма гиперон-нуклонного взаимодействия для проверки чувствительности этих величин к свойствам взаимодействия.

The structure of light Λ -hypernuclei is studied in the framework of the Hartree–Fock approach with effective potentials in the Skyrme form. This phenomenological approach allows for analysis of hypernuclear properties in relation to both nucleon–nucleon and hyperon–nucleon components of the general baryonic interaction. Hyperon binding energies, as well as radii of nuclear cores, are calculated using several Skyrme parametrizations in order to verify the sensitivity of these quantities to the interaction properties.

PACS: 21.80+a; 21.30.Fe

ВВЕДЕНИЕ

Гиперядра как системы, включающие в себя помимо нуклонов также Λ -гиперон, предоставляют уникальную возможность для изучения свойств барион-барионного взаимодействия. Особый интерес представляют экзотические системы с избытком нейтронов или протонов. Отклик слабосвязанных состояний на добавление гиперона определяется

* E-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru

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

*** E-mail: tret'yakova@sinp.msu.ru

поляризацией кора Λ -гипероном. Притягивающее взаимодействие гиперона с нуклонами ядра может привести к стабилизации едва связанной нуклонной системы или даже к образованию гиперядра с несвязанным нуклонным остовом.

Теоретически нейтроноизбыточные Λ -гиперядра впервые рассматривались в работе [1]. Необходимость их исследования многократно подчеркивал Л. Майлинг с соавторами (см., например, [2, 3]). Так, в работе [3] показано, что гиперядро ${}^8_{\Lambda}\text{H}$ с уникальным соотношением заряда и массы, по-видимому, является связанным. Ранее в нашей работе [4] было проанализировано влияние гиперона на состояние слабосвязанного нейтрона и показано, что в некоторых случаях это влияние нетривиально (например, нейтрон при добавлении гиперона может стать связанным слабее или вовсе несвязанным, несмотря на то, что гиперон-нуклонные силы носят характер притяжения). Свойства легких нейтроноизбыточных Λ -ядер анализировались также в рамках оболочечной модели в работе [5].

В эксперименте нейтроноизбыточное Λ -гиперядро (${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$) впервые наблюдалось в КЕК [6]. Несколько событий, в которых предположительно возникло гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, были представлены коллаборацией FINUDA [7]. Результаты этих экспериментов недостаточно точны для количественного теоретического анализа. Наблюдение большего количества нейтроноизбыточных Λ -гиперядер и измерение их характеристик, вполне реальное, например, на создающемся в ОИЯИ комплексе NICA [8], представило бы большой интерес с нескольких точек зрения. Помимо естественного стремления к увеличению числа известных гиперядер, такие гиперядра дают информацию о зависимости гиперон-нуклонного взаимодействия от плотности [4]. Такого сорта данные весьма полезны с точки зрения экстраполяции в область высоких плотностей. Наблюдение нейтроноизбыточных Λ -гиперядер также имеет большое значение для изучения нарушения зарядовой симметрии Λ -нуклонного взаимодействия, активно обсуждаемого в последнее время (см., например, [9–11]). Очевидно, что системы с резко нарушенной протон-нейтронной симметрией весьма информативны в этом отношении.

В настоящей работе мы, однако, не учитываем прямое нарушение зарядовой симметрии, ставя задачу изучения влияния ядерной структуры на энергию связи Λ -гиперона. Поскольку изоспин Λ -гиперона равен нулю, то в первом приближении можно было бы ожидать равенства энергий связи гиперона во всех гиперядрах с равным числом нуклонов. Однако различие ядерных плотностей в такой цепочке ядер нарушает их равенство [4]. Кроме того, Λ -гиперон по-разному модифицирует (поляризует) сильносвязанные и слабосвязанные ядерные остовы. Такие эффекты, не слишком значительные по величине, могут быть ошибочно приняты за проявления нарушения зарядовой симметрии в элементарном ΛN -взаимодействии.

ПОДХОД ХАРТРИ–ФОКА С СИЛАМИ СКИРМА ДЛЯ ГИПЕРЯДЕР

Мы отталкиваемся от двухчастичного взаимодействия Скирма с зависимостью от плотности, задаваемого отдельно для случаев нуклон-нуклонного и гиперон-нуклонного взаимодействия [12]:

$$\begin{aligned}
 V^{(N)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\
 & + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}^2] + \\
 & + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k} + \\
 & + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \rho^\alpha \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\
 & + i W_0 \boldsymbol{\sigma} [(\mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k})], \tag{1}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 V^{(\Lambda)}(\mathbf{r}_q, \mathbf{r}_\Lambda) = & t_0^\Lambda(1 + x_0^\Lambda P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_q) + \\
 & + \frac{1}{2} t_1^\Lambda [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_q) + \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_q) \mathbf{k}^2] + \\
 & + t_2^\Lambda \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_q) \mathbf{k} + \\
 & + \frac{1}{6} t_3^\Lambda \rho^\gamma \left(\frac{\mathbf{r}_q + \mathbf{r}_\Lambda}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_q, \mathbf{r}_\Lambda). \tag{2}
 \end{aligned}$$

Здесь дифференциальный оператор $\mathbf{k} = (1/(2i))(\nabla_1 - \nabla_2)$ и комплексно сопряженный ему \mathbf{k}' действуют на правую и левую обкладки матричного элемента соответственно; $\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2$, $P_\sigma = (1/2)(1 + \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2)$. Параметры нуклон-нуклонного взаимодействия t_0, \dots, t_3 , x_0, \dots, x_3 , α и W_0 , а также параметры гиперон-нуклонного взаимодействия $t_0^\Lambda, \dots, t_3^\Lambda$, x_0^Λ и γ определяются на основе экспериментальных данных.

При использовании взаимодействия Скирма энергетическая плотность разделяется на кинетическую часть и вклады от центральной и спин-орбитальной части потенциала:

$$H(\mathbf{r}) = H_N(\mathbf{r}) + H_\Lambda(\mathbf{r}) = \sum_i \langle i | \hat{T}_i | i \rangle + H_c(\mathbf{r}) + H_{so}(\mathbf{r}), \tag{3}$$

где нуклонная $H_N(\mathbf{r})$ и гиперон-нуклонная $H_\Lambda(\mathbf{r})$ части выражаются через плотность нуклонов (гиперонов) $\rho_{q,\Lambda}$, плотность кинетической энергии $\tau_{q,\Lambda}$ и спиновые плотности $\mathbf{J}_{q,\Lambda}$. Уравнения Хартри–Фока получают путем варьирования полной энергии системы и наложения условия ее стационарности с вариацией одночастичных функций φ_i . Эти уравнения

имеют вид

$$-\nabla \left(\frac{\hbar^2}{2m_{q,\Lambda}^*} \nabla \varphi_i \right) + \left[U_{q,\Lambda}^{(N)} + U_{q,\Lambda}^{(\Lambda)} + \mathbf{W}_{q,\Lambda}(-i)[\nabla \times \boldsymbol{\sigma}] \right] \varphi_i = e_i \varphi_i, \quad (4)$$

где e_i — одночастичные энергии. Эффективная масса $m_{q,\Lambda}^*$, потенциалы взаимодействия $U_{q,\Lambda}^{(N)}, U_{q,\Lambda}^{(\Lambda)}$ и $\mathbf{W}_{q,\Lambda}$ зависят от параметров взаимодействия Скирма и указанных выше плотностей. Эти уравнения решаются итерационным методом по достижении согласования между одночастичными функциями и нуклонным (гиперонным) потенциалом.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для изучения зависимости энергии связи гиперона и радиуса нуклонного кора от свойств барионного взаимодействия, таким образом, необходимо выбрать параметры нуклон-нуклонной $V^{(N)}$ и гиперон-нуклонной $V^{(\Lambda)}$ компонент. Сравнение различных параметризаций нуклон-нуклонного взаимодействия показало, что SLY4 [13] является одним из наборов параметров, наиболее удовлетворительно воспроизводящих энергии связи легких ядер. После фиксирования $V^{(N)}$ сопоставлялись оценки энергии связи гиперона и радиусы нуклонного остова, полученные с различными параметризациями гиперон-нуклонного взаимодействия, такими как SLL4' [14], YBZ1, YBZ5 [15], LY1 [16], YMR [17] и SkSH1 [18].

На рис. 1, *а* представлен расчет энергии связи гиперона $B_\Lambda = B_\Lambda^{(A+1)Z} - B_\Lambda^{(AZ)}$ в цепочках гиперядер с постоянным массовым числом с использованием параметризации гиперон-нуклонного взаимодействия SLL4' ($A = N + Z$ — число нуклонов). Видно, что это расчеты с использованием данного набора параметров в целом хорошо воспроизводят энергии связи гиперона, известные из эксперимента и взятые из обзора [19]. Для более тяжелых ядер наблюдается приблизительно симметричная зависимость B_Λ от избытка нейтронов/протонов с максимумом при $N = Z$, в то время как для цепочек $A = 8$ и $A = 9$ величина B_Λ почти постоянна.

Зависимость радиуса нуклонного остова от $N - Z$ (рис. 1, *б*) также симметрична относительно линии $N = Z$. Отметим особенно выраженный минимум, отвечающий гиперядру $^{13}_\Lambda\text{C}$ с замкнутым остовом ^{12}C (фиолетовая линия с ромбами). Данное сильносвязанное ядро характеризуется наибольшей нуклонной плотностью. При этом наблюдается взаимосвязь между скоростью изменения центральной плотности нуклонного остова и энергией связи гиперона при переходе от ядра к ядру в цепочках изобар: большим перепадам плотности отвечает более выраженная зависимость B_Λ . В то же время в рыхлых ядерных остовах с $A = 8$, $A = 9$ плотность нуклонного остова почти не меняется, что приводит к слабой зависимости B_Λ от изоспина.

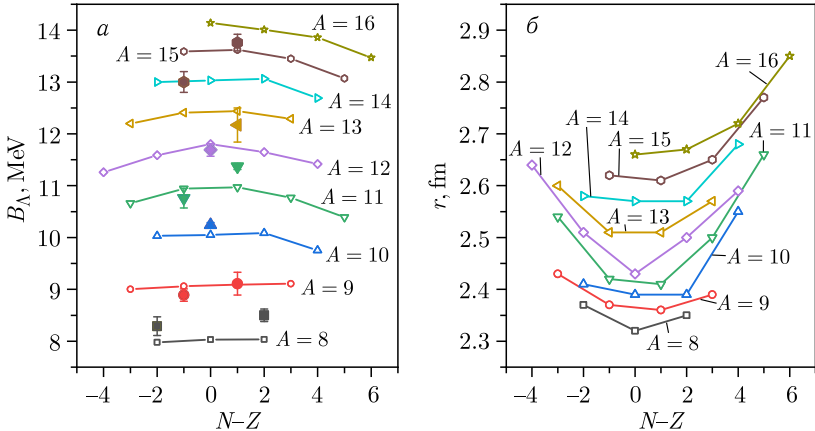


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Энергия связи гиперона (а) и радиусы нуклонного остова (б) в гиперядрах с постоянным $A = N + Z$, рассчитанные с использованием параметризаций SLy4 (нуклон-нуклонное взаимодействие) и SLL4' (гиперон-нуклонное взаимодействие). Светлыми точками отмечены рассчитанные величины, темными точками соответствующей формы — энергии связи гиперона, известные из эксперимента [19]

На рис. 2 сопоставляются радиусы атомных ядер и нуклонного остова гиперядер с постоянным $A = N + Z$, полученные в расчетах с использованием параметризаций SLy4 (нуклон-нуклонное взаимодействие) и SLL4' (гиперон-нуклонное взаимодействие). В парах линий одного цвета нижние линии отвечают радиусу нуклонного остова в гиперядре, верхние — радиусу соответствующего атомного ядра без гиперона. На данный момент достоверно известно, что взаимодействие между нуклонами

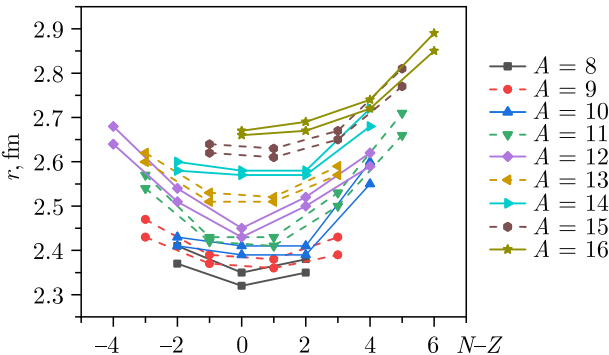


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Радиусы атомных ядер и нуклонного остова гиперядер с постоянным $A = N + Z$, рассчитанные в параметризации SLL4'. Нижние линии в парах линий с точками одной формы отвечают гиперядрам, верхние — соответствующим ядрам без гиперона

и Λ -гипероном является притягивающим, из чего следует, что добавление Λ -гиперона должно привести к сжатию системы. Заметим, что это сжатие больше для гиперядер с избытком нейтронов или протонов, т. е. отклик менее плотных нуклонных систем на присутствие Λ -гиперона сильнее.

Как видно из рис. 2, сжатие нуклонного остова в наших расчетах очень невелико. Это связано с тем, что взаимодействие SLL4' (как и YBZ1, YBZ5, LY1, YMR) содержит умеренную зависимость от нуклонной плотности. Взаимосвязь между зависимостью гиперон-нуклонного взаимодействия от плотности и поляризацией остова исследовалась еще в работе [12].

Мы повторили расчеты также с ΛN -взаимодействием SkSH1, не включающим зависимости от нуклонной плотности. Результаты для $A = 12$ представлены на рис. 3 и 4. Видно, что это взаимодействие хуже описывает известную из эксперимента энергию связи и должно считаться менее реалистичным. Сжатие остова в данном случае оказывается гораздо сильнее (см. рис. 4). Однако прежде всего обращает на себя внимание то, что зависимость энергии связи гиперона от $N-Z$ становится гораздо более резкой (см. рис. 3). Это означает, что совокупность энергий связи гиперона в гиперядрах-изобарах чувствительна к свойствам гиперон-нуклонного взаимодействия, а именно, его зависимости от ядерной плотности. Информация, которую можно получить из таких энергий связи, может быть полезна, в частности, при изучении свойств нейтронных звезд.

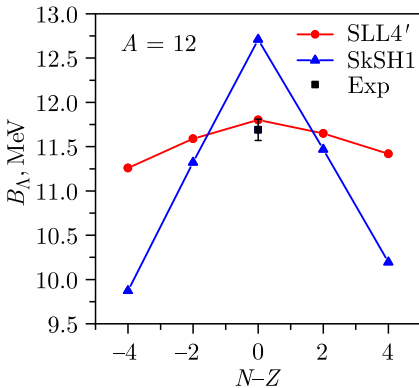


Рис. 3. Энергии связи гиперона в цепочке $A = N + Z = 12$, полученные при использовании параметризации гиперон-нуклонных взаимодействий SLL4' и SkSH1. Квадратом отмечена энергия связи гиперона в ядре $^{13}_\Lambda\text{C}$ из эксперимента

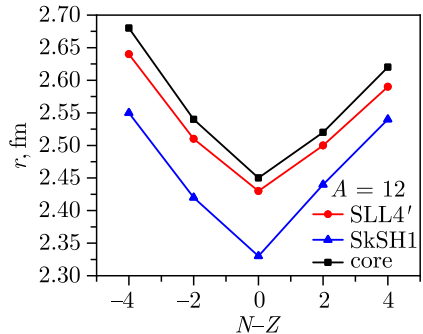


Рис. 4. Радиус атомного ядра (квадраты), радиус нуклонного кора в гиперядрах с $A = N + Z = 12$, полученный при использовании взаимодействий SLL4' (кружки) и SkSH1 (треугольники)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dalitz R.H., Levi-Setti R.* Electromagnetic Λ - Σ^0 Mixing and Charge Symmetry for the Λ Hyperon // *Nuovo Cim.* 1963. V. 30. P. 489.
2. *Majling L., Gmuca S.* What Can We Learn about Baryon-Baryon Interaction from Hypernuclei ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^8_{\Lambda}\text{H}$? // *Phys. Atom. Nucl.* 2007. V. 70, No. 9. P. 1611–1616.
3. *Jolos R. V., Majling L., Majlingova O.* Formation of Hyper Hydrogen Isotopes in Light p -Shell Nuclei // *Phys. Atom. Nucl.* 2016. V. 79, No. 6. P. 987–994.
4. *Tretyakova T. Yu., Lanskoj D. E.* Structure of Neutron-Rich Λ Hypernuclei // *Eur. Phys. J. A.* 1999. V. 5, No. 4. P. 391–398.
5. *Gal A., Millener D. J.* Neutron-Rich Hypernuclei: ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ and Beyond // *Phys. Lett. B.* 2013. V. 725. P. 445–450.
6. *Saha P. K. et al.* Production of the Neutron-Rich Hypernucleus ${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$ in the (π^-, K^+) Double Charge-Exchange Reaction // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. P. 052502.
7. *Agnello M. et al.* First Observation of the Hyper Superheavy Hydrogen ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ // *Nucl. Phys. A.* 2012. V. 881. P. 269–287.
8. *Rappold C., Lopez-Fidalgo J.* Examination of Experimental Conditions for the Production of Proton-Rich and Neutron-Rich Hypernuclei // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 94, No. 4. P. 044616.
9. *Gal A.* Charge Symmetry Breaking in Λ Hypernuclei Revisited // *Phys. Lett. B.* 2015. V. 744. P. 352–357.
10. *Achenbach P.* Charge Symmetry Breaking in Light Hypernuclei // *Few-Body Syst.* 2017. V. 58, No. 1. P. 17.
11. *Botta E., Bressani T., Felicielo A.* On the Binding Energy and the Charge Symmetry Breaking in $A \leq 16$ Λ -Hypernuclei // *Nucl. Phys. A.* 2017. V. 960. P. 165–179.
12. *Rayet M.* Skyrme Parametrization of an Effective Λ -Nucleon Interaction // *Nucl. Phys. A.* 1981. V. 367, No. 3. P. 381–397.
13. *Chabanat E., Bonche P., Haensel P., Meyer J., Schaeffer R.* A Skyrme Parametrization from Subnuclear to Neutron Star Densities: Part II. Nuclei Far from Stabilities // *Nucl. Phys. A.* 1998. V. 635, No. 1–2. P. 231–256.
14. *Schulze H.-J., Hiyama E.* Skyrme Force for Light and Heavy Hypernuclei // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 90, No. 1–2. P. 047301.
15. *Yamamoto Y., Bando H., Zofka J.* On the Λ -Hypernuclei Single Particle Energies // *Prog. Theor. Phys.* 1988. V. 80, No. 5. P. 757–761.
16. *Lanskoj D. E., Yamamoto Y.* Skyrme-Hartree-Fock Treatment of Λ and $\Lambda\Lambda$ Hypernuclei with G -Matrix Motivated Interactions // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 55, No. 5. P. 2330–2339.
17. *Yamamoto Y., Motoba T., Rijken T. A.* G -Matrix Approach to Hyperon-Nucleus Systems // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 2010. V. 185. P. 72–105.
18. *Fernandez F., Lopez-Arias T., Prieto C.* Skyrme-Hartree-Fock Calculation of Λ -Hypernuclear States from (π^+, K^+) Reactions // *Z. Phys. A: Atom. Nucl.* 1989. V. 334. P. 349–354.
19. *Gal A., Hungerford E. V., Millener D. J.* Strangeness in Nuclear Physics // *Rev. Mod. Phys.* 2016. V. 88. P. 035004.