

Влияние изоспиновых эффектов на структуру легких Ξ -гиперядер

М. С. Хирк,* Д. Е. Ланской†

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2
(Статья поступила 05.03.2018; Подписана в печать 13.03.2018)

Работа посвящена исследованию изоспиновой структуры и распада Ξ -гиперядер. Так как Ξ -гиперон имеет два зарядовых состояния (Ξ^0 и Ξ^-), возможно существование Ξ -гиперядер, в которых заряд Ξ -гиперона, как и заряд ядерного остова, не является хорошим квантовым числом. В предельном случае сильного смешивания зарядовых состояний могут возникать состояния с определенным изоспином, однако в общем случае изоспиновые состояния также смешаны. Основной целью данной работы является изучение зарядового и изоспинового смешивания в Ξ -гиперядрах p -оболочки и влияния данных эффектов на ширины распада таких систем.

PACS: 21.60.Cs, 21.80.+a, 27.20.+n УДК: 539.144

Ключевые слова: изоспин, гиперядро, двойная странность, ширины распада, гиперон-нуклонное взаимодействие.

ВВЕДЕНИЕ

Ξ -гиперядро — это связанная система Ξ -гиперона и ядра. В отличие от Λ -гиперядер такие системы имеют двойную странность и испытывают конверсию $\Xi N \rightarrow \Lambda \Lambda$ за времена, характерные для сильного взаимодействия.

Несколько событий образования Ξ -гиперядер в ядерных эмульсиях, информация о которых собрана в работе [1], позволили сделать вывод, что глубина потенциальной ямы для Ξ -гиперона в легких ядрах составляет примерно 20–24 МэВ, что лишь немногим меньше, чем глубина ямы для Λ -гиперона. Однако позднее этот вывод был поставлен под сомнение. В экспериментах по изучению реакции $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ [2, 3] энергии связанных состояний не были измерены из-за низкого разрешения, но анализ непрерывного спектра Ξ -гиперядерной системы указывает на то, что глубина ямы составляет 12–16 МэВ. Несколько событий образования атомов и ядерных систем, содержащих Ξ -гипероны [4, 5], не противоречат этим данным, однако не содержат однозначной идентификации Ξ -ядерных состояний и поэтому не могут служить основанием для количественных оценок. Таким образом, информация о Ξ -ядерном взаимодействии сводится к не слишком надежному определению глубины потенциальной ямы в гиперядрах p -оболочки. Какая-либо эмпирическая информация о деталях ΞN -взаимодействия (например, его зависимость от спина и изоспина) полностью отсутствует. Разумные теоретические модели, лишенные привязки к экспериментальным данным, дают, как мы увидим далее, существенно различные между собой предсказания.

Данная работа посвящена рассмотрению структуры и распада низколежащих состояний Ξ -гиперядер. Особое внимание уделено проявлению в таких системах зарядового и изоспинового смешивания, оказывающего нетривиальное влияние на распад подобных систем. Эффекты зарядового и изоспинового смешивания возникают в связи с тем, что Ξ -гиперон, имея два зарядовых состояния (Ξ^0 и Ξ^-), может по-разному взаимодействовать с протоном и нейтроном. Другими словами, ΞN -взаимодействие зависит от полного изоспина пары нуклона и Ξ -гиперона. Это приводит к тому, что основное состояние Ξ -гиперядра, вообще говоря, представляет собой суперпозицию зарядовых конфигураций [6–8]:

$$|{}^A_{\Xi}Z\rangle_{G.S.} = a|{}^A_{\Xi^0}Z\rangle + b|{}^A_{\Xi^-}Z\rangle. \quad (1)$$

В настоящей работе в приближении двухуровневой системы по теории возмущений были рассчитаны волновые функции для низколежащих состояний трех легких Ξ -гиперядер (${}^2_{\Xi}\text{B}$, ${}^4_{\Xi}\text{C}$ и ${}^6_{\Xi}\text{N}$) с учетом смешивания с использованием трех различных современных теоретических потенциалов ΞN -взаимодействия. Показано, что состояние с минимальным преобладающим изоспином не всегда является основным состоянием Ξ -гиперядра, что не характерно для обычных (нестранных) ядер. Также с учетом смешивания были рассчитаны энергии связи данных гиперядер.

1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Рассмотрим двухуровневую систему, состоящую из чистых связанных состояний $|{}^A_{\Xi^0}Z\rangle$ и $|{}^A_{\Xi^-}Z\rangle$. Для определенности будем считать, что состояние с Ξ^0 лежит ниже по энергии. Обозначим гамильтониан такой системы как $H_0 \equiv H_{A-1} + T_{\Xi} + V_{\Xi A}$, где H_{A-1} — гамильтониан ядерного остова ${}^{A-1}Z$, T_{Ξ} — кинетическая энергия Ξ -гиперона, а $V_{\Xi A}$ — усредненный Ξ -ядерный потенциал, не зависящий от изоспина. Введем потен-

*E-mail: ms.khirk@physics.msu.ru

†E-mail: lanskoj@sinp.msu.ru

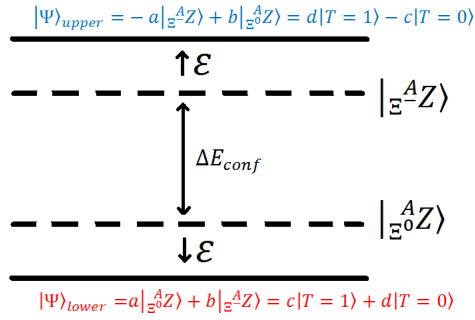


Рис. 1: Схема уровней системы до смешивания (пунктирные линии) и после смешивания (сплошные линии)

циал $V_{Mix} \equiv V(\Xi^0 n \leftrightarrow \Xi^- p)$, определяющийся зависимо-стью ΞN -взаимодействия от изоспина, как добавку к данному гамильтониану (возмущение). Тогда гамильтониан системы с учетом данного потенциала можно записать в виде:

$$H = H_0 + V_{Mix} \quad (2)$$

В рамках теории возмущений будем искать решение уравнения Шредингера с возмущенным гамильтонианом в виде (1). Для нижнего уровня коэффициенты a и b будут определяться следующими известными выражениями:

$$a = -\frac{V_{12}}{\sqrt{\varepsilon^2 + V_{12}^2}}, \quad b = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + V_{12}^2}}, \quad (3)$$

где $V_{12} = \langle \Xi^0 Z | V_{Mix} | \Xi^- Z \rangle$ — матричный элемент перехода из состояния $|\Xi^0 Z\rangle$ в состояние $|\Xi^- Z\rangle$, $\varepsilon = \frac{-\Delta E_{conf} + \sqrt{\Delta E_{conf}^2 + 4V_{12}^2}}{2}$ — энергетический сдвиг верхнего и нижнего возмущенных состояний относительно состояния невозмущенной системы, а ΔE_{conf} — разность энергий уровней невозмущенной системы.

Таким образом, величина коэффициентов смешивания будет определяться двумя величинами: V_{12} и ΔE_{conf} . Выражение для разности энергий ΔE_{conf} можно получить, исходя из закона сохранения энергии. Данная величина зависит от энергий отделения Ξ^0 и Ξ^- от ядерного остова ($B_{\Xi^0}(\Xi^0 Z)$ и $B_{\Xi^-}(\Xi^- Z)$), а также от энергии связи остова ($B(A^{-1}Z)$ и $B(A^{-1}(Z+1))$).

$$\Delta E_{conf} = [B_{\Xi^0}(\Xi^0 Z) - B_{\Xi^-}(\Xi^- Z)] + [B(A^{-1}Z) - B(A^{-1}(Z+1))] + [M_{\Xi^-} - M_{\Xi^0} + M_p - M_n]. \quad (4)$$

Для расчета матричного элемента V_{12} необходимо знать явный вид смешивающего потенциала. Данный потенциал можно построить как разность взаимодействий с $T_{N\Xi} = 1$ и $T_{N\Xi} = 0$:

$$V_{Mix} = \frac{V_{N\Xi}(T_{N\Xi} = 1) - V_{N\Xi}(T_{N\Xi} = 0)}{2}, \quad (5)$$

где $V_{N\Xi} = V_1 + V_2(\vec{\sigma}_N \cdot \vec{\sigma}_{\Xi}^2)$ — потенциал ΞN -взаимодействия.

Поскольку потенциалы $V_{N\Xi}(T_{N\Xi} = 1)$ и $V_{N\Xi}(T_{N\Xi} = 0)$ не известны из эксперимента, мы используем наиболее современные модели одномезонного обмена (так называемые ESC-модели) и эффективные гиперядерные потенциалы, вычисленные на их основе [9–11].

Было использовано широко применяемое в теории гиперядер приближение слабой связи Ξ -гиперона с ядерным остовом. Это означает, что остов при присоединении гиперона предполагается остающимся в основном состоянии, его возмущением пренебрегается. Мы рассматриваем состояния гиперядра, в которых Ξ -гиперон занимает $1s$ -орбиту, другие состояния, по видимому, не являются связанными [2, 3]. Волновая функция ядерного остова $A^{-1}Z$ представляется в виде генеалогического разложения по всем возможным состояниям нуклона внешней оболочки и ядра $A^{-2}Z$:

$$|A^{-1}Z\rangle = \sum_{A^{-2}Z(J_0, T_0, E^*), j_N} \langle A^{-1}Z(J, T) | A^{-2}Z(J_0, T_0, E^*), j_N \rangle |A^{-2}Z, j_N\rangle, \quad (6)$$

где $\langle A^{-1}Z(J, T) | A^{-2}Z(J_0, T_0, E^*), j_N \rangle$ — генеалогический коэффициент, соответствующий данному состоянию, J и T — полный момент и изоспин остова $A^{-1}Z$, J_0 , T_0 , E^* — полный момент, изоспин и энергия возбуждения ядра $A^{-2}Z$, а j_N — полный момент нуклона внешней оболочки. В связи с тем, что в матричном элементе V_{12} в обеих обкладках присутствует одно и то же генеалогическое разложение, причем суммируются лишь диагональные по состояниям $A^{-2}Z$ члены, генеалогические коэффициенты перемножаются, образуя соответствующий спектроскопический фактор. В настоящей работе были использованы как наборы теоретических спектроскопических факторов [12], так и экспериментальных [13–15]. Каждый набор был отнормирован на количество нуклонов внешней оболочки остова $A^{-1}Z$.

Для расчета V_{12} также необходимо знать радиальные части волновых функций нуклонов внешней подобо-

Таблица I: Примеси T=0 конфигурации и энергетические сдвиги ε для нижнего состояния (см. Рис.1) соответствующих Ξ -гиперядер в трех различных потенциалах: ESC08a, ESC08b, ESC08c, для обоих состояний дублета, вычисляемые с наборами теоретических (SF теор.) и экспериментальных (SF эксп.) спектроскопических факторов

Потенциал		ESC08a			
Гиперядро	J	P(T=0),% (SF теор.[12])	ε , МэВ (SF теор.[12])	P(T=0),% (SF эксп.[13])	ε , МэВ (SF эксп.[13])
ΞB	1	25	0.38	24	0.41
	2	34	0.14	34	0.14
ΞC	0	24	0.40	23	0.43
	1	32	0.16	31	0.20
ΞN	0	30	0.22	34	0.13
	1	25	0.37	31	0.20
Потенциал		ESC08b			
Гиперядро	J	P(T=0),% (SF теор.[12])	ε , МэВ (SF теор.[12])	P(T=0),% (SF эксп.[14])	ε , МэВ (SF эксп.[14])
ΞB	1	17	0.83	16	0.90
	2	31	0.19	32	0.18
ΞC	0	16	0.86	15	0.93
	1	29	0.24	27	0.29
ΞN	0	28	0.29	31	0.19
	1	19	0.67	26	0.36
Потенциал		ESC08c			
Гиперядро	J	P(T=0),% (SF теор.[12])	ε , МэВ (SF теор.[12])	P(T=0),% (SF эксп.[15])	ε , МэВ (SF эксп.[15])
ΞB	1	67	0.15	67	0.16
	2	66	0.13	66	0.14
ΞC	0	68	0.16	69	0.18
	1	67	0.15	69	0.17
ΞN	0	70	0.21	65	0.12
	1	70	0.23	65	0.12

лочки и Ξ -гиперонов, которые были рассчитаны в потенциале Вудса–Саксона с глубиной ямы, согласующейся с энергией отделения соответствующих частиц. Так как имеющиеся в литературе теоретические виды Ξ -потенциалов сильно отличаются по характеру взаимодействия, расчет был выполнен с тремя различными моделями для V_{Mix} : ESC08a, ESC08b, ESC08c [9–11].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты величины смешивания были сделаны для трех легких Ξ -гиперядер с $Z = \frac{A-2}{2}$: ΞB , ΞC и ΞN . Остовы компонент, содержащих Ξ^0 - и Ξ^- -гиперон, в этих системах являются зеркальными по отношению друг к другу, что позволяет ожидать в этих случаях наиболее сильного смешивания зарядовых состояний.

Ядерный остов каждого из этих гиперядер имеет ненулевой спин J_c , поэтому при добавлении гиперона в $1s$ -состояние возникает дублет состояний со спином

$J = J_c \pm \frac{1}{2}$. В настоящее время нельзя сказать, какое из состояний дублета является основным. Расчеты проводились для обоих состояний дублета. Результаты расчетов приведены в табл. 1.

Анализируя результаты расчетов, можно заметить, что первые два потенциала (ESC08a и ESC08b) дают преобладание изоспина T=1 в нижайших состояниях Ξ -гиперядра ($P(T=0) \approx 20 - 30\%$). Последний же потенциал дает обратную картину, более привычную для обычных (нестранных) ядер: преобладает изоспин T=0. Наиболее чистые изоспиновые состояния получаются в расчетах с потенциалом ESC08b. Это означает, что эффект зарядового смешивания здесь проявляется сильнее. Это также видно из величины сдвига ε , в данном случае она принимает наибольшие значения. Можно также заметить, что во всех трех Ξ -гиперядрах эффект проявляется подобным образом, однако одно из состояний дублета получается более чистым по изоспину (потенциалы ESC08a и ESC08b), причем если в гиперядре ΞC это всегда состояние с $J = 0$ (когда

Ξ -гиперон и нуклон образуют чистое синглетное состояние), то в ядре ${}^{16}_{\Xi}N$ наиболее чистые состояния по изоспину получаются, когда Ξ -гиперон и нуклон образуют чистый триплет. Лучше всего это видно в расчете с потенциалом ESC08b. Различные наборы спектроскопических факторов (теоретических и экспериментальных) не приводят к сильным различиям в полученных результатах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были получены волновые функции для низколежащих состояний трех легких Ξ -гиперядер с $Z = \frac{A-2}{2}$: ${}^{12}_{\Xi}B$, ${}^{14}_{\Xi}C$ и ${}^{16}_{\Xi}N$, с учетом смешивания с использованием трех различных современных теоретических потенциалов ΞN -взаимодействия. Показано, что состояние с минимальным преобладающим изоспином не всегда является основным состоянием Ξ -гиперядра, что не характерно для обычных (нестранных) ядер. Различные потенциалы дают существенно отличающиеся результаты, что отражает недостаток эмпирической информации о ΞN -взаимодействии. Наблюдение изоспинового смешивания в Ξ -гиперядрах может дать ценные сведения об этом взаимодействии.

Есть основания полагать, что эффект изоспинового смешивания может оказывать заметное влияние на распад Ξ -гиперядер. Ξ -гиперон, находясь внутри ядра, испытывает конверсию с одним из нуклонов:



При этом выделяется около 25 МэВ энергии, которой достаточно, чтобы возбудить ядерный остов в довольно широком диапазоне. Данный процесс идет по сильному взаимодействию, и поэтому является доминирующим каналом распада нижайших состояний Ξ -гиперядра.

Распад (7) в гиперядре не всегда происходит с вылетом обоих Λ -гиперонов в непрерывный спектр. Λ -гиперон может также прилипнуть к ядерному осколку

$A^{-1}Z$, образовав Λ -гиперядро (${}^A_{\Xi}Z \rightarrow {}^{A-1}_{\Lambda}Z + \Lambda$). Так как суммарный изоспин Λ -гиперонов ноль, изоспин ядра $A^{-2}Z$ обязан совпадать с изоспином распадающегося Ξ -гиперядра ${}^A_{\Xi}Z$. Изоспин основного состояния ядра $A^{-2}Z$, образующегося в результате распада гиперядра с $Z = \frac{A-2}{2}$, также ноль. Таким образом, при распаде состояния с $T = 0$ возможно образование как основного, так и возбужденных состояний ядра $A^{-2}Z$, однако распад состояния $T = 1$ на основное состояние $A^{-2}Z$ запрещен, а это, в свою очередь, может привести к некоторому подавлению данного распада относительно первого. Такое подавление является следствием как того, что возбужденные состояния ядра $A^{-2}Z$ с $T = 1$ лежат выше по энергии, так и того, что распад на такие состояния чаще всего менее вероятен за счет соответствующих спектроскопических факторов. Подавление может также возникнуть и из-за того, что некоторые состояния образующегося ядра могут быть запрещены спиновыми правилами отбора. Все вышесказанное должно привести к тому, что ширины распада состояний с доминирующим изоспином $T = 0$ и $T = 1$ будут существенно различаться. Такой эффект может наблюдаться непосредственно и служить источником информации о величине и характере смешивания.

ΞN -взаимодействие на настоящее время является малоизученным. Связано это с тем, что экспериментальная информация, полученная из наблюдения немногочисленных событий образования Ξ -гиперядерных систем, крайне скудная. Однако измерение ширины распада систем с сильным зарядовым смешиванием в эксперименте может дать уникальную информацию о зависимости ΞN -взаимодействия от изоспина. Полученная информация может быть весьма ценна как для физики адронных взаимодействий, так и для астрофизики. В особенности она может быть полезной для физики нейтронных звезд, представляющих собой ярчайший пример нейтронно-избыточных систем, где зависимость гиперонных взаимодействий от изоспина может играть большую роль.

-
- [1] *Dover C. B., Gal A.* Ann. Phys. 1983. **146**. P. 309.
[2] *Fukuda T. et al.* Phys. Rev. C. 1998. **58**. P. 1306.
[3] *Khaustov P. et al.* Phys. Rev. C. 2000. **61**. 054603.
[4] *Nakazawa K., Sasaki T., Yamamoto Y.* Genshikaku Kenkyu. 1997. **41**. P. 75.
[5] *Nakazawa K. et al.* Prog. Theor. Exp. Phys. 2015. 033D02.
[6] *Dover D. B., Gal A., Millener D. J.* Nucl. Phys. A. 1994. **572**. P. 85.
[7] *Rijken Th. A., Yamamoto Y.* arXiv:nucl-th/0608074 v1 30 Aug 2006.
[8] *Korotkikh V. L., Lanskoj D. E., Sharov D. A.* Nucl. Phys. A. 2008. **805**. P. 176.
[9] *Yamamoto Y., Motoba T., Rijken T. A.* Prog. Theor. Phys. Suppl. 2010. **185**. P.72.
[10] *Hiyama E., Kamimura M., Yamamoto Y.* Prog. Theor. Phys. Suppl. 2010. **185**. P.152.
[11] *Nagels M. M., Rijken Th. A., Yamamoto Y.* arXiv:nucl-th/150402634v1 10 Apr 2015.
[12] *Cohen S., Kurath D.* Nucl. Phys. A. 1967. **101**. P.1.
[13] *Dehnhard D., Williams N., Yntema J. L.* Phys. Rev. 1969. **180**. P.967.
[14] *Eramzhyan R. A., Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Neudatchin V. G.* Physics Reports. 1986. **136**. P.229.
[15] *Drumm P. V., Karban O., Basak A. K., Lewis P. M., Roman S., Morrison G. C.* Nucl. Phys. A. 1986. **448**. P.93.

Influence of isospin effects on the structure of light Ξ -hypernucleus

M. S. Khirk^a, D. E. Lanskoj^b

*Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

E-mail: ^ams.khirk@physics.msu.ru, ^blanskoj@sinp.msu.ru

This work is devoted to of the isospin structure and decays of Ξ -hypernuclei. Since the Ξ -hyperon has two charge states, the existence of Ξ -hypernuclei with mixed charge of Ξ -hyperons is possible. In the limit of strong mixing of charge states, pure isospin states can occur, however, generally isospin states are also mixed. The main purpose of this work is studying of charge and isospin mixing effects in p-shell Ξ -hypernuclei and their implications in decay widths.

PACS: 21.60.Cs, 21.80.+a, 27.20.+n

Keywords: isospin, hypernucleus, double strangeness, decay width, hyperon-nucleon interaction.

Received 05 March 2018.

Сведения об авторах

1. Хирк Мишель Саиб — студент 2 курса магистратуры; e-mail: ms.khirk@physics.msu.ru.
2. Ланской Дмитрий Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: lanskoj@sinp.msu.ru.