

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА**

Д.Е.Ланской, А.Синякова

**СМЕШИВАНИЕ ГИПЕРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В
НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНОМ ГИПЕРЯДРЕ ЛИТИЯ**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2014-1/885

Москва, 2014 г.

Д.Е.Ланской, А.Синякова

e-mail: lanskoj@sinp.msu.ru

**СМЕШИВАНИЕ ГИПЕРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В
НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНОМ ГИПЕРЯДРЕ ЛИТИЯ**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2014-1/885

Аннотация

В работе изучается Σ^- -компонента волновой функции гиперядра ${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$. Такая компонента играет важную роль в образовании нейтроноизбыточных Λ -гиперядер на мезонных пучках. Для Λ -канала применяется упрощенная оболочечная функция, Σ^- -гиперонная примесь вычисляется непосредственно из уравнений для связанных каналов. Вероятность Σ^- -примеси для реалистических отталкивающих Σ^- -ядерных потенциалов в несколько раз меньше, чем для притягивающих, и не превышает 0.1%. Отсюда следует, что сечения реакции ${}^{10}\text{B}(\pi^-, \text{K}^+){}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$, измеренные в КЕК (Япония), не могут быть объяснены образованием гиперядра через Σ^- -компоненту как входное состояние.

D.E.Lanskoy, A.Sinyakova

MIXING OF HYPERONIC STATES IN A NEUTRON-RICH LITHIUM HYPERNUCLEUS

Preprint MSU SINP N 2014-1/885

Abstract

Σ^- hyperon component of the ${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$ wave function is studied. The Σ^- admixture is vital for production of neutron-rich Λ hypernuclei via mesonic beams. We use a simplified shell model wave function for the Λ channel and calculate the Σ^- admixture directly from coupled equations. Probability of the Σ^- admixture for realistic repulsive Σ^- -nucleus potentials is less by several times than that for attractive potentials and does not exceed 0.1%. We conclude that the cross sections of the ${}^{10}\text{B}(\pi^-, \text{K}^+){}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$ reaction measured at KEK cannot be explained by production via Σ^- admixture as a doorway state.

I. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронноизбыточные Λ -гиперядра на протяжении многих лет вызывают большой интерес теоретиков (например, [1–6]). Некоторые данные по ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^8_{\Lambda}\text{He}$ были получены еще в эмульсионных экспериментах [7]. Новый этап изучения нейтронноизбыточных гиперядер был открыт экспериментом [8], выполненным в КЕК (Япония). Гиперядро ${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$ наблюдалось в реакции ${}^{10}\text{B}(\pi^-, K^+)$. Из-за малой статистики энергию связи гиперядра измерить не удалось, но сечения реакции были получены. Позднее несколько событий образования гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ наблюдались коллаборацией FINUDA (Италия) [9]. Здесь использовалась реакция ${}^6\text{Li}(K^-, \pi^+)$ на остановившихся каонах, и детектировались пионы от слабого распада гиперядра. Недавно гиперядро ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ наблюдалось также в реакции (e, eK^+) [10]. Наконец, известно несколько экспериментов [11–14], в которых удалось установить лишь верхние границы вероятностей образования нейтронноизбыточных гиперядер.

Образование таких гиперядер остается сложной задачей не только из-за малости сечений реакций. Динамика таких реакций остается малоисследованной, поэтому теоретические предсказания сечений ненадежны. Наиболее очевидным механизмом реакций (π^-, K^+) и (K^-, π^+) является двухступенчатый механизм с перезарядкой мезона, например, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ и $\pi^0 p \rightarrow K^+ \Lambda$. В работе [15] был рассмотрен другой механизм, а именно, одноступенчатый процесс $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$. Небольшая Σ^- -примесь в Λ -гиперядре возникает вследствие взаимодействия $\Lambda n - \Sigma^- p$ и служит входным (doorway) состоянием. Амплитуды реакций остаются малыми вследствие двухступенчатого характера первого процесса и малости Σ^- -примеси для второго. Неочевидно, какой из механизмов преобладает. Отметим здесь, что третий механизм, образование гиперядра на Δ -барионной примеси в ядре-мишени, предложенный в работе [16], остается неисследованным.

Сначала предполагалось, что двухступенчатый механизм является основным для реакции (π^-, K^+) . Соответствующие сечения реакции ${}^{10}\text{B}(\pi^-, K^+){}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$ были вычислены в работах [16, 17]. Эксперимент [8] дал в несколько раз меньшие значения сечений, что не удивительно, если принять во внимание большое число плохо известных параметров, входящих в расчет. Однако, что более важно, эксперимент показал, что сечение реакции при импульсе налетающего каона $k_{\pi} = 1.2 \text{ GeV}/c$ больше, чем при $k_{\pi} = 1.05 \text{ GeV}/c$, в то время как теория предсказывала обратную зависимость сечения от k_{π} . Поэтому измеренные сечения плохо согласуются с предположением о доминировании двухступенчатого механизма.

Т.Харада с соавторами [18] предположил, наоборот, что преобладает одноступенчатый механизм. Используя метод искаженных волн и формализм функций Грина для амплитуды реакции, эти авторы смогли воспроизвести наблюдаемую зависимость сечения от k_{π} . Абсолютные значения сечений согласуются с экспериментом, если вероятность Σ^- -примеси p_{Σ^-} достаточно велика и составляет $0.5 \div 0.7\%$ [18].

Вероятность p_{Σ^-} является ключевой величиной в данной проблеме. Мы не обсуждаем здесь долгую историю исследования Σ^- -примеси в приложении к различным характеристикам различных Λ -гиперядер, см., например, [19–24]. Что касается ${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$, смешивание $\Lambda N - \Sigma N$ рассматривалось в рамках оболочечной модели [6, 25–27]. Мы используем здесь другой подход, не содержащий ряда приближений, характерных для предшествующих работ.

В разделе II мы вводим нашу модель и сопоставляем ее с другими подходами. Подробности расчетов и результаты представлены в разделе III. В разделе IV мы обсуждаем следствия наших результатов и делаем некоторые заключительные замечания.

II. СМЕШИВАНИЕ $\Lambda n - \Sigma^- p$ В Λ -ГИПЕРЯДРАХ

При рассмотрении смешивания $\Lambda N - \Sigma N$ в Λ -гиперядрах возникает гамильтониан вида

$$H = \begin{pmatrix} H_{\Lambda\Lambda} & V_{\Lambda\Sigma} \\ V_{\Lambda\Sigma} & H_{\Sigma\Sigma} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь $H_{\Lambda\Lambda}$ включает в себя Λ -ядерный потенциал, который, строго говоря, отличается от феноменологического потенциала, используемого в одноканальном подходе. Последний уже содержит вклад, возникающий вследствие смешивания $\Lambda N - \Sigma N$. Σ -ядерный потенциал, включенный в $H_{\Sigma\Sigma}$, обычно предполагается равным действительной части потенциала для реального гиперона, хотя Σ -гиперон в Λ -гиперядре довольно сильно виртуален. Мнимая часть Σ -ядерного потенциала, описывающая конверсию $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ реального Σ -гиперона, в данной задаче не возникает. Взаимодействие $\Lambda N - \Sigma N$ определяет недиагональный член $V_{\Lambda\Sigma}$.

В оболочечных подходах [6, 25–27] конфигурации в Λ - и Σ -секторах рассматриваются единым образом. Это означает, что собственные состояния $H_{\Lambda\Lambda}$ и $H_{\Sigma\Sigma}$ смешиваются недиагональным взаимодействием $V_{\Lambda\Sigma}$ так же, как различные конфигурации в Λ -секторе смешиваются остаточным взаимодействием. Оболочечная модель является стандартным аппаратом в ядерной физике и неоднократно с успехом применялась в спектроскопии Λ -гиперядер p -оболочки [28–30].

Однако ее обобщение на Σ -сектор вызывает определенные проблемы. Поскольку разность масс $M_\Sigma - M_\Lambda$ составляет около 80 MeV, все собственные значения $H_{\Sigma\Sigma}$ лежат далеко от энергии Λ -гиперядра. Это означает, что разности между собственными значениями $H_{\Sigma\Sigma}$ и реальной энергией гиперядра (знаменатели в стандартном разложении по теории возмущений) сравнимы между собой для многих собственных состояний $H_{\Sigma\Sigma}$, в том числе лежащих в континууме. Следовательно, корректно оборвать ряд теории возмущений по собственным состояниям $H_{\Sigma\Sigma}$ непросто. Более того, обычно учитываются лишь связанные собственные состояния $H_{\Sigma\Sigma}$. Даже если потенциал Σ -ядерного взаимодействия притягивающий, в легких гиперядрах, скорее всего, связано только $1s$ -состояние¹. Остальные состояния, лежащие недалеко от него в континууме, в таком подходе отбрасываются. Строго следуя этой логике, необходимо признать, что смешивание вообще отсутствует, если Σ -ядерный потенциал является отталкивающим (или даже слабо притягивающим), что очевидно неверно. Отметим, что после эксперимента КЕК [31] Σ^- -ядерный потенциал считается отталкивающим.

Мы используем другой подход. Наша модель весьма проста, однако не включает разложения по собственным состояниям $H_{\Sigma\Sigma}$, которые, по-видимому, являются крайне неудачным базисом для этой задачи. В нашем подходе одинаково легко работать как с притягивающим, так и с отталкивающим Σ -ядерным потенциалом.

Запишем волновую функцию ${}^{\Lambda}_{10}\text{Li}$ в виде

$$|{}^{\Lambda}_{10}\text{Li}, J^\pi\rangle = a |{}^9\text{Li} \otimes \Lambda(n_\Lambda l_\Lambda j_\Lambda), J^\pi\rangle + b |{}^9\text{Be} \otimes \Sigma^-(l_\Sigma j_\Sigma), J^\pi\rangle. \quad (2)$$

Мы рассматриваем только нижайший дублет состояний ${}^{\Lambda}_{10}\text{Li}$, формируемый Λ -гипероном в $1s_{1/2}$ -состоянии, движущимся в поле ${}^9\text{Li}(\text{gs})$. Поскольку спин и четность ${}^9\text{Li}(\text{gs})$ равны $J^\pi = 3/2^-$, нижайшие уровни ${}^{\Lambda}_{10}\text{Li}$ имеют квантовые числа $J^\pi = 1^-$ и $J^\pi = 2^-$. Наше рассмотрение ограничено s -состоянием Σ^- -гиперона и состоянием с $J^\pi = 3/2^-$ ядра ${}^9\text{Be}$.

Поскольку при переходе $\Lambda n - \Sigma^- p$ от ядра ${}^9\text{Li}$ отделяется один нейтрон, естественно использовать технику генеалогических коэффициентов:

$$|{}^9\text{Li}\rangle = \sum_{i=1}^k \alpha_i |({}^8\text{Li} \otimes n)_i, 3/2^-\rangle. \quad (3)$$

Мы учитываем три нижайших состояния ${}^8\text{Li}$: 2^+ (gs), 1^+ (0.98 МэВ), и 3^+ (2.26 МэВ).

Применяя гамильтониан (1) к волновой функции (2), мы получаем систему $2k$ связанных уравнений. Однако двухчастичное взаимодействие $V_{\Lambda\Sigma}$ не смешивает различные состояния ${}^8\text{Li}$, играющего здесь роль инертного кора. Поэтому система распадается на k независимых пар уравнений. Для i -й компоненты имеем

$$\begin{aligned} H_{\Lambda\Lambda}\psi_\Lambda^i + V_{\Lambda\Sigma}\psi_\Sigma^i &= e_\Lambda\psi_\Lambda^i \\ V_{\Lambda\Sigma}\psi_\Lambda^i + H_{\Sigma\Sigma}\psi_\Sigma^i &= e_\Sigma\psi_\Sigma^i. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $e_\Sigma = e_\Lambda + B({}^9\text{Be}) - B({}^9\text{Li}) + M_\Lambda - M_\Sigma + M_n - M_p$.

Подчеркнем, что мы не решаем общую проблему смешивания $\Lambda N - \Sigma N$ в гиперядре ${}^{\Lambda}_{10}\text{Li}$, например, не рассматриваем соответствующие сдвиги уровней. Наша цель — лишь найти конкретную Σ^- -компоненту, важную для реакций образования гиперядра. Поэтому мы не включаем в явном виде другие Σ -каналы, как и множество каналов в Λ -секторе, которые могут быть сравнимы по вероятности с Σ -каналом. Предполагается, что все остальные каналы эффективно учтены в $H_{\Lambda\Lambda}$. Следовательно, $H_{\Lambda\Lambda}$ должен в данном случае включать именно феноменологический Λ -ядерный потенциал. Единственный Σ^- -канал, рассматриваемый явно, мал и не может существенно повлиять на Λ -ядерное взаимодействие.

Поскольку Σ^- -примесь мала, она не может также существенно модифицировать волновую функцию в Λ -канале. Поэтому система (4) может быть решена по теории возмущений. Сначала ψ_Λ^i определяется из первого уравнения без недиагонального члена. Затем второе уравнение решается относительно ψ_Σ^i . Для радиальной волновой функции u_Σ^i уравнение принимает следующий вид:

$$\left(-\frac{1}{2\mu_\Sigma} \frac{d^2}{dr^2} + V_{\Sigma\Sigma}(r) - e_\Sigma \right) u_\Sigma^i(r) = S^i(r). \quad (5)$$

¹ Строго говоря, спектр $H_{\Sigma\Sigma}$ для Σ^- -гиперона включает также бесконечное число кулоновских связанных состояний. Однако эти состояния с характерными радиусами, во много раз превышающими радиус ядра, вряд ли дадут существенный вклад в разложение по крайней мере для легких систем.

Здесь функция источника $S^i(r)$ определяется матричным элементом взаимодействия $\Lambda n \leftrightarrow \Sigma^- p$. Наконец, волновая функция Σ^- -компоненты есть

$$u_{\Sigma}(r) = \sum_{i=1}^k u_{\Sigma}^i(r), \quad (6)$$

а вероятность

$$p_{\Sigma^-} = \int_0^{\infty} u_{\Sigma}^2(r) dr. \quad (7)$$

Полученная волновая функция не может рассматриваться как $1s$ -функция, т.к. она не соответствует никакому собственному состоянию $H_{\Sigma\Sigma}$. В терминах этих состояний u_{Σ}^i представляет собой суперпозицию связанных состояний и состояний континуума.

Состояние ${}^9\text{Be}$ с $J^{\pi} = 3/2^-$ в выражении (2) также не является основным состоянием этого ядра, а представляет собой суперпозицию различных состояний ${}^9\text{Be}(3/2^-)$. Генеалогические коэффициенты ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Li} + p$ определяются коэффициентами разложения (3) и потенциалом смешивания. Отметим, что мы пренебрегаем состояниями ${}^9\text{Be}$ с другими спинами и четностями, что является приближением нашей модели.

Взаимодействие $\Lambda n - \Sigma^- p$ выбирается в виде центрального потенциала с зависимостью от спинов:

$$V_{\Lambda\Sigma}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = V_0(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + V_{\sigma}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2. \quad (8)$$

Из работы [6] следует, что недиагональное тензорное взаимодействие не играет существенной роли в Λ -гиперядрах p -оболочки, поэтому мы им пренебрегаем.

Вышеописанный подход частично подобен подходу, использованному в работе [15] для ${}^12_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^16_{\Lambda}\text{C}$. Однако в той работе учитывался лишь один член разложения (3), соответствующий основному состоянию инертного кора.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Наиболее важной входной информацией для нашего расчета является, разумеется, недиагональный потенциал $V_{\Lambda\Sigma}$. Эмпирическая информация об этом взаимодействии почти отсутствует, а теоретические модели дают весьма различающиеся между собой предсказания. Мы не пытаемся оценивать качество этих моделей, а вместо этого рассматриваем все потенциалы, имеющиеся в литературе, и стремимся установить пределы, в которых может лежать истинный результат. Мы используем эффективные взаимодействия так называемого YNG-типа, представленные в [32] и выведенные из старых неймегенских моделей: модели D с жестким кором (NHCD) [33] и ранней модели с мягким кором (NSC89) [34], а также недавно полученные взаимодействия ESC08a, ESC08a'' и ESC08b (обобщенные неймегенские модели с мягким кором) [35]. Тензорная часть взаимодействий ESC не учитывается. Все эти потенциалы были получены как эффективные взаимодействия в рамках бракнеровского подхода (подробности см. [35, 36]). Мы используем также взаимодействие D2 из работы [23].

Для расчета необходимы также генеалогические коэффициенты ${}^9\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Li} + n$. Мы рассмотрели соответствующие спектроскопические факторы, как полученные из эксперимента, так и вычисленные теоретически [37–40]. Спектроскопические факторы S_i должны удовлетворять известному правилу сумм $\sigma = \sum_i S_i = N$, где сумма берется по всем состояниям ${}^8\text{Li}$, а $N = 4$ есть число нейтронов в p -оболочке. Однако сумма по трем (2^+ , 1^+ , and 3^+) состояниям ${}^8\text{Li}$ для рассмотренных наборов спектроскопических факторов существенно отличается от 4. В большинстве случаев $\sigma < 4$, что естественно объясняется неучтенным вкладом более высоких состояний ${}^8\text{Li}$. Спектроскопические факторы, полученные в [38], однако, дают $\sigma > 4$. Поэтому результаты, вычисленные с различными наборами спектроскопических факторов, отличаются друг от друга очень сильно. В то же время, перенормируя спектроскопические факторы условием $\sigma = 4$, мы получили результаты, более или менее согласующиеся между собой. Такая перенормировка приводит к завышению спектроскопических факторов, однако мы предполагаем, что при этом происходит эффективный учет вклада высоколежащих состояний ${}^8\text{Li}$.

В основном мы используем спектроскопические факторы из работы [37]. Два варианта (обозначенные в [37] как “with CN” и “no CN”) дают очень близкие между собой результаты. Далее используется первый вариант. Мы представляем также примеры расчетов с другими наборами спектроскопических факторов. Знаки генеалогических коэффициентов во всех случаях выбирались в соответствии с оболочечным расчетом [39], где схема сложения угловых моментов показана явно.

Таблица I. Вероятности Σ^- -примеси p_{Σ^-} в единицах 10^{-4} для различных потенциалов смешивания. Используются отталкивающий Σ^- -ядерный потенциал ($v_0 = +30$ МэВ) и спектроскопические факторы из работы [37].

Потенциал смешивания	p_{Σ^-}	
	1^-	2^-
ESC08a	0.57	0.98
ESC08b	1.90	2.12
ESC08a''	6.74	5.00
NHCD	4.54	1.16
NSC89	5.73	3.56
D2	2.42	2.07

Таблица II. То же, что в Таблице I, для потенциала смешивания ESC08b и различных наборов спектроскопических факторов.

Спектроскопические факторы	p_{Σ^-}	
	1^-	2^-
[37], CN	1.90	2.12
[38], T1	1.09	3.14
[38], T2	2.03	2.58
[37], VMC	0.96	4.43
[46], CK	1.38	2.08
[40], STA	1.83	2.50

Одночастичные волновые функции протона, нейтрона и Λ -гиперона, необходимые для расчета $S^i(r)$ в (5), вычисляются в стандартном вудс-саксоновском потенциале

$$V(r) = \frac{v_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}. \quad (9)$$

Параметры $v_0 = -73.9$ МэВ, $R = 2.5$ фм и $a = 0.65$ фм для протона и $v_0 = -45.3$ МэВ, $R = 2.5$ фм и $a = 0.52$ фм для нейтрона подогнаны под известные энергии отделения². Для Λ -гиперона мы берем $v_0 = -30$ МэВ, $R = 2.42$ фм и $a = 0.6$ фм, что дает энергию связи Λ -гиперона $B_\Lambda = 9.71$ МэВ. Отсюда $e_\Sigma = -77.36$ МэВ. Кулоновское взаимодействие для протона и Σ^- -гиперона учитывается в виде потенциала однородно заряженного шара.

Количественно потенциал Σ^- -ядерного взаимодействия пока не известен. Данные, полученные из реакции (π^-, K^+) в кинематической области, соответствующей образованию реального Σ^- -гиперона [31], показывают, что Σ^- -ядерное взаимодействие является отталкивающим в широкой области A . С другой стороны, в Σ^- -атомах наблюдаются сдвиги уровней, соответствующие притяжению (см. [42] и ссылки в этой работе). Это кажущееся противоречие может быть устранено, если предположить, что потенциал является в основном отталкивающим, но имеет небольшой притягивающий “карман” в периферической области, которая является наиболее существенной для атомных состояний [42–44]. Форма потенциала сейчас не может быть установлена однозначно [43]. Мы выбираем потенциал взаимодействия $\Sigma^- - {}^9\text{Be}$ также в форме (9) в соответствии с работой [45] с $R = 2.59$ фм и $a = 0.6$ фм. В большей части расчетов используется $v_0 = +30$ МэВ.

Вероятности Σ^- -примеси в состояниях 1^- и 2^- представлены в Таблице I для различных недиагональных потенциалов. Используются спектроскопические факторы из работы [37]. Видно, что вероятности сильно отличаются для различных потенциалов. Современные модели ESC-типа дают вероятности, различающиеся по порядку величины. Наименьшие вероятности получаются с потенциалом ESC08a, в то время как наибольшие — с потенциалом ESC08a''. Последний потенциал имеет компоненту среднего радиуса действия, которая гораздо больше, чем в остальных случаях. Модель ESC08b, как и более старые потенциалы, дает вероятности в промежутке между этими крайними случаями. Это, конечно, означает, что вероятности сейчас не могут быть надежно предсказаны. Однако во всех случаях вероятности меньше 0.1%.

² Параметры нейтронного потенциала взяты из работы [41].

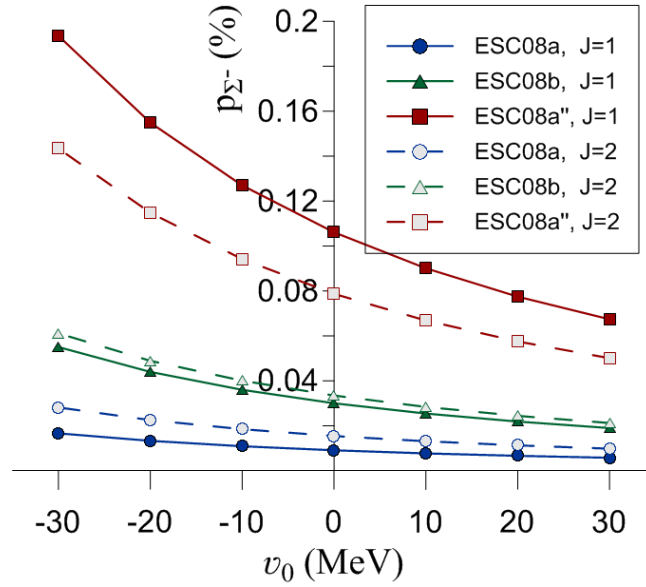


Рис. 1. Зависимость вероятности Σ^- -примеси от величины диагонального Σ^- -ядерного потенциала для недиагональных потенциалов ESC.

В Таблице II мы представляем те же вероятности, вычисленные с недиагональным потенциалом ESC08b и различными наборами спектроскопических факторов. Варианты T1 and T2 из [38] соответствуют различным оптическим потенциалам в конечном состоянии, использованным при анализе реакции $d(^9\text{Li}, t)^8\text{Li}$ reaction. СК означает широко известную оболочечную модель Коэна-Курата [46], а VMC — вариационный монте-карловский расчет [47] (соответствующие спектроскопические факторы приводятся в работе [37]). Наконец, набор, обозначенный STA, взят из компиляции [40].

Видно, что вероятности существенно зависят от выбора спектроскопических факторов. Однако данная неопределенность значительно меньше, чем для недиагональных потенциалов. Напомним, что все спектроскопические факторы были перенормированы, как описано выше.

Все вероятности в Таблицах I и II получены для чисто отталкивающего потенциала $\Sigma^- - ^9\text{Be}$ ($v_0 = +30$ MeV). Мы пробовали добавить небольшой притягивающий карман в периферической области. Вероятности изменились очень слабо. Следовательно, периферическое притяжение Σ^- -гиперона для данного гиперядра несущественно.

На Рис. 1 мы показываем зависимость вероятности p_{Σ^-} от v_0 для недиагональных потенциалов ESC. Когда диагональный потенциал становится притягивающим, вероятности увеличиваются в несколько раз. Только для сильнейшего недиагонального потенциала ESC08a'' и $v_0 = -(20 \div 30)$ МэВ, $p_{\Sigma^-}(1^-)$ становится сравнимой с значением 0.18%, полученным в работе [25].

Рис. 2 представляет $p_{\Sigma^-}(1^-)$ как функцию объемного интеграла $V_I = \int V_0(r)d^3r$ от спин-независящего недиагонального потенциала. Видно, что $p_{\Sigma^-}(1^-)$ определяется главным образом не зависящим от спина потенциалом V_0 . Зависимость от V_I близка к квадратичной, что выглядит естественно с точки зрения теории возмущений. Интересно, что нам не удалось найти аналогичную простую зависимость $p_{\Sigma^-}(2^-)$ от какой-либо компоненты (или их простой комбинации) недиагонального потенциала (8), хотя, разумеется, более сильные потенциалы дают большие вероятности.

Наконец, на Рис. 3 мы демонстрируем волновые функции $R_{\Sigma}(r) = u_{\Sigma}(r)/r$ для моделей ESC. Форма волновых функций (показанная в сравнении с $1s$ -функцией Λ -гиперона) ясно показывает их отличия от обычных функций связанных $1s$ -состояний. R_{Σ} имеет минимум при $r = 0$, отражая тот факт, что она может рассматриваться как суперпозиция состояний континуума. Мы проверили, что кулоновское Σ^- -ядерное взаимодействие играет малую роль, т.е. вклад атомных состояний в суперпозицию мал. Другая ситуация возможна в тяжелых системах. В то же время волновая функция резко падает на асимптотике вследствие того, что ϵ_{Σ} велико по модулю. Таким образом, распределение Σ^- -гиперона сконцентрировано вблизи поверхности ядра, что уже отмечалось в работе [15].

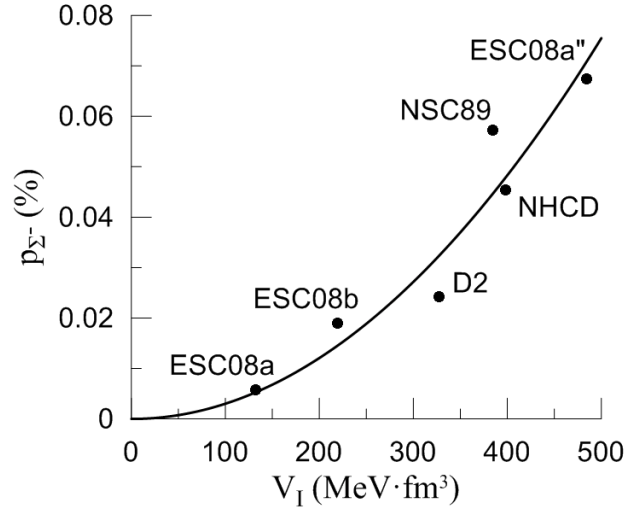


Рис. 2. Вероятность Σ^- -примеси в состоянии 1^- как функция объемного интеграла $V_I = \int V_0(r)d^3r$ от спин-независимой части недиагонального потенциала. Парабола представляет собой наилучший фит.

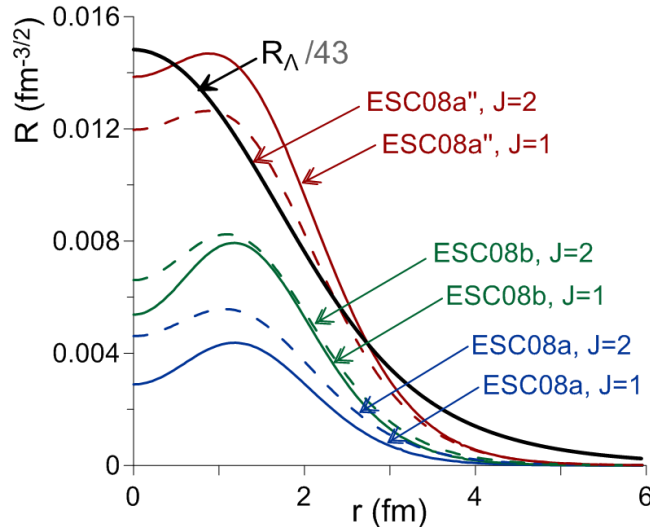


Рис. 3. Радиальные волновые функции Σ^- -компоненты для недиагональных потенциалов ESC по сравнению с масштабированной волновой функцией Λ -гиперона. Сплошные (пунктирные) кривые соответствуют состоянию 1^- (2^-).

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы выполнили новое рассмотрение проблемы смешивания $\Lambda N - \Sigma^- p$ в гиперядре ${}_{\Lambda}^{10}\text{Li}$, важной для понимания реакций образования нейтроноизбыточных Λ -гиперядер. Простой подход, включающий некоторые черты оболочечной модели, позволяет нам работать как с притягивающим, так и с отталкивающим Σ -ядерным потенциалом. Мы показали, что Σ -ядерное отталкивание уменьшает вероятности Σ^- -примеси в несколько раз по сравнению со случаем притяжения.

Мы не можем надежно предсказать вероятности Σ^- -примеси, т.к. неопределенности потенциала смешивания чрезвычайно велики. Однако наши расчеты для очень существенно различающихся потенциалов во всех случаях дают $p_{\Sigma^-} < 0.1\%$, что гораздо меньше, чем величина (около 0.5% , [18]), необходимая для того, чтобы описать сечение реакции ${}^{10}\text{B}(\pi^-, K^+)_{\Lambda}{}^{10}\text{Li}$ посредством одноступенчатого механизма $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$. Хотя наша модель содержит ряд упрощений, представляется маловероятным, чтобы они могли привести к столь значительному занижению вероятности. Видимо, так называемое когерентное смешивание [23], дающее большие вероятности в ${}_{\Lambda}^4\text{H}$ и ${}_{\Lambda}^4\text{He}$, особенно эффективно, когда все барионы находятся в одном и том же ($1s$) состоянии, но менее

эффективно в p -оболочечных системах.

Следовательно, вывод о том, что одноступенчатый механизм $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ доминирует в процессе (π^- , K^+) [18], поставлен нами под сомнение. Возможно, структура Σ^- -компоненты более сложна. Наши предварительные оценки показывают, что вероятность пребывания Σ^- -гиперона в d -состоянии может быть не так мала. Двухступенчатый механизм с перезарядкой мезонов также недостаточно исследован. Модели, использовавшиеся в работах [17, 18] являются весьма упрощенными, в то время как известно, что похожий процесс двойной перезарядки пионов гораздо сложнее. Наконец, другой одноступенчатый механизм, а именно, образование нейтроноизбыточного Λ -гиперядра за счет Δ -примеси в ядре-мишени, например, $\pi^- \Delta^{++} \rightarrow K^+ \Lambda$, предложенный в работе [16], заслуживает, возможно, дальнейшего рассмотрения.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 12-02-01045.

-
- [1] R. H. Dalitz and R. Levi Setti, *Nuov. Cim.* **30**, 489 (1963).
 [2] L. Majling, *Nucl. Phys.* **A585**, 211c (1995).
 [3] T. Yu. Tretyakova and D. E. Lanskoj, *Eur. Phys. J.* **A5**, 391 (1999).
 [4] S. Shinmura, K. S. Myint, T. Harada, and Y. Akaishi, *J. Phys.* **G28**, L1 (2002).
 [5] E. Hiyama, S. Ohnishi, M. Kamimura, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. C* **80**, 054321 (2013).
 [6] A. Gal and D. J. Millener, *Phys. Lett.* **B725**, 445 (2013).
 [7] D. H. Davis and J. Pniewski, *Contemp. Phys.* **27**, 91 (1986).
 [8] P. K. Saha *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 052502 (2005).
 [9] M. Agnello *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 042501 (2012); *Nucl. Phys.* **A881**, 269 (2012).
 [10] S. N. Nakamura *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 012502 (2013).
 [11] K. Kubota *et al.*, *Nucl. Phys.* **A602**, 327 (1996).
 [12] E. Botta, T. Bressani, and G. Garbarino, *Eur. Phys. J.* **A48**, 91 (2012).
 [13] M. Agnello *et al.*, *Phys. Rev. C* **86**, 057301 (2012).
 [14] H. Sugimura *et al.*, *nucl-ex/1310.6104*.
 [15] T. Yu. Tretyakova and D. E. Lanskoj, *Nucl. Phys.* **A691**, 51c (2001).
 [16] D. E. Lanskoj, *nucl-th/0411004*.
 [17] Т. Ю. Третьякова и Д. Е. Ланской, *Яд. Физ.* **66**, 1699 (2003).
 [18] T. Harada, A. Umeya, and Y. Hirabayashi, *Phys. Rev. C* **79**, 014603 (2009).
 [19] R. H. Dalitz and F. von Hippel, *Nuov. Cim.* **34**, 799 (1964).
 [20] A. R. Bodmer and D. M. Rote, *Nucl. Phys.* **A169**, 1 (1971).
 [21] S. Shinmura, *Nuov. Cim.* **A102**, 491 (1989).
 [22] C. B. Dover, H. Feshbach, and A. Gal, *Phys. Rev. C* **51**, 541 (1995).
 [23] Y. Akaishi, T. Harada, S. Shinmura, and K. S. Myint, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3539 (2000).
 [24] Y. Akaishi, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **186**, 378 (2010).
 [25] A. Umeya and T. Harada, *Phys. Rev. C* **79**, 024315 (2009).
 [26] A. Umeya and T. Harada, *Phys. Rev. C* **83**, 034310 (2011).
 [27] D. J. Millener, *Nucl. Phys.* **A881**, 298 (2012).
 [28] A. Gal, J. M. Soper, and R. H. Dalitz, *Ann. Phys. (N.Y.)* **63**, 53 (1971); **113**, 79 (1978).
 [29] Я. Жофка, Л. Майлинг, В. Н. Фетисов и Р. А. Эрамжян, *ЭЧАЯ* **22**, 1292 (1991); Л. Майлинг, Р. А. Эрамжян и В. Н. Фетисов, *ЭЧАЯ* **28**, 253 (1997).
 [30] D. J. Millener, *Lect. Notes Phys.* **724**, 31 (2007).
 [31] H. Noumi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 072301 (2002); **90**, 049902(E) (2003); P. K. Saha *et al.*, *Phys. Rev. C* **70**, 044613 (2004).
 [32] M. Kohno, *Prog. Theor. Phys.* **88**, 537 (1992).
 [33] M. M. Nagels, T. A. Rijken, and J. J. de Swart, *Phys. Rev. D* **15**, 2547 (1977).
 [34] P. M. M. Massen, Th. A. Rijken, and J. J. de Swart, *Phys. Rev. C* **40**, 2226 (1989).
 [35] Y. Yamamoto, T. Motoba, and T. A. Rijken, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **185**, 72 (2010).
 [36] Y. Yamamoto, T. Motoba, H. Himeno, K. Ikeda, and S. Nagata, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **117**, 361 (1994).
 [37] R. Kanungo *et al.*, *Phys. Lett.* **B660**, 26 (2008).
 [38] H. B. Jeppesen *et al.*, *Phys. Lett.* **B635**, 17 (2006).
 [39] E. Kwaśniewicz and J. Kisiel, *J. Phys.* **G13**, 121 (1987).
 [40] N. K. Timofeuk, *Phys. Rev. C* **88**, 044315 (2013).
 [41] C. A. Bertulani, *J. Phys.* **G25**, 1959 (1999).
 [42] C. J. Batty, E. Friedman, and A. Gal, *Phys. Rep.* **287**, 385 (1997).
 [43] T. Harada and Y. Hirabayashi, *Nucl. Phys.* **A767**, 206 (2006).
 [44] E. Friedman and A. Gal, *Phys. Rep.* **452**, 89 (2007).
 [45] M. Kohno, Y. Fujiwara, Y. Watanabe, K. Ogata, and M. Kawai, *Prog. Theor. Phys.* **112**, 895 (2004); *Phys. Rev. C* **74**, 064613 (2006).

- [46] S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. **A101**, 1 (1967).
- [47] R. B. Wiringa, S. C. Pieper, J. Carlson, and V. R. Pandharipande, Phys. Rev. C **62**, 014001 (2000); S. C. Pieper, K. Varga, and R. B. Wiringa, *ibid.* **66**, 044310 (2002).

**Дмитрий Евгеньевич Ланской
Арина Синякова**

**СМЕШИВАНИЕ ГИПЕРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В
НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНОМ ГИПЕРЯДРЕ ЛИТИЯ**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2014-1/885

Работа поступила в ОНТИ 13.01.2014