1971 г. Октябрь *Том 105, вып. 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12

ГИПЕРЯДРА и ΛN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Б. А. Хрылин

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 185
2. Низкоэнергетическое Λp-рассеяние 187
3. Теория ΛN-сил 190
4. Энергии связи гиперядер (эксперимент) 190
5. Гиперядра s-оболочки 193
6. Гиперядра p-оболочки 198
7. Тяжелые гиперядра 199
8. Возбужденные состояния гиперядер 200
9. Двойные гиперядра 202
10. Перспективы физики гиперядер 203
Приложение 205
Цитированная литература 205

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика гиперядер очень молода. Однако менее чем за двадцать лет накоплено много сведений, имеющих исключительный интерес для физики элементарных частиц и ядерной физики. Эти сведения не только интересны, но и необходимы для пополнения нашего представления о барион-барионных взаимодействиях. С другой стороны, Λ-гиперон для ядерной физики является уникальной пробной частицей.

Гиперядра — связанные состояния барионов, из которых по крайней мере один является гипероном, т. е. обладает странностью, отличной от нуля. Если бы гипероны распадались только за счет слабого взаимодействия, то и в присутствии протонов и нейтронов они жили бы примерно столько же времени, сколько они живут в свободном состоянии ($\sim 10^{-10}$ *сек*). Но в атомном ядре большинство гиперонов, кроме Λ-частицы, гиперона с наименьшей массой, исчезает в быстрых реакциях с нуклонами

$$\begin{aligned} &\Sigma^- + p \to \Lambda + n, \quad \Sigma^+ + n \to \Lambda + p, \\ &\Xi^- + p \to \Lambda + \Lambda, \quad \Xi^0 + n \to \Lambda + \Lambda. \end{aligned} \tag{1,1}$$

Не удивительно, что первыми были открыты и остаются единственными известными до сих пор гиперядра, содержащие только Λ-частицу. Поэтому гиперядра с Λ-частицей мы будем дальше называть просто гиперядрами. По ядерным масштабам, где мерилом времени является период, за который свет проходит расстояние, равное диаметру атомного ядра ($\sim 10^{-23}$ *сек*), свободная Λ-частица живет очень долго (табл. I). В этом смысле гиперядра, живущие примерно такое же время ($\sim 10^{-10}$ *сек*), являются стабильными.

Открытие гиперядер было довольно неожиданным. Хотя возможность их существования никем не отрицалась, она серьезно тоже не обсуждалась. Изучая в 1952 г. космические лучи с помощью фотоэмульсий, польские

Таблица I

Λ-гиперон

Изотопический спин $T=0$	
Спин, четность . .	$J^P=1/2^+$
Масса, *Мэв*	1115
Время жизни, *сек*. .	$2{,}6\cdot10^{-10}$
Моды распада (%). .	$p\pi^-$ (68,4)
	$n\pi^0$ (31,6)
	$pe\nu$ $(0{,}9\cdot10^{-3})$
	$p\mu\nu$ $(1{,}5\cdot10^{-4})$
Магнитный момент, яд. магнетон . .	—0,75

физики М. Даныш и Е. Пниевский получили необычную фотографию (рис. 1). Космическая частица p столкнулась в точке A с атомным ядром эмульсии, которое распалось, образовав многолучевую звезду. Один из тяжелых осколков f пролетел значительное расстояние и распался в точке B на три заряженные частицы и некоторое число нейтронов, которые, не имея заряда, не оставляют следов в эмульсии. Измерения треков (следов) показали, что осколок f в течение примерно 10^{-12} *сек* обладал энергией 95 *Мэв* (или больше, если при его распаде выделялись нейтроны). Для того чтобы оторвать один нуклон от ядра, нужно затратить энергию около 8 *Мэв*. Поэтому, если атомному ядру сообщить энергию 95 *Мэв*, оно развалится гораздо быстрее, чем за 10^{-12} *сек*. Интерпретация этого случая и привела Даныша и Пниевского к предположению, что осколок f являлся системой, которую мы теперь называем Λ-гиперядром.

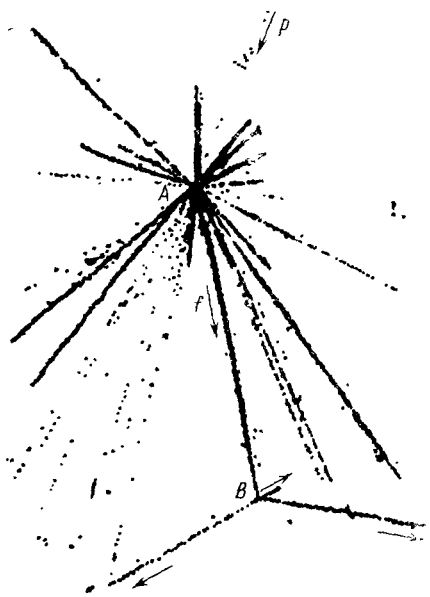

Рис. 1. Эмульсионная фотография первого гиперядра.

Аналогично обозначениям ядерной физики для обозначения гиперядер используется символ Z^A_Y, Z — заряд гиперядра, A — полное число частиц, как нуклонов, так и гиперонов, в нижнем индексе выписываются гипероны, входящие в состав гиперядра. Такая символика появилась исторически, когда на первой стадии изучения гиперядер считали, что Λ-частица играет роль нейтрона, только более тяжелого по массе. Возможно было бы удобнее обозначать через A только число нуклонов.

В 1954 г. было известно всего восемь случаев распада трех видов гиперядер. К 1960 г. были определены с хорошей точностью энергии отрыва Λ-частицы практически всех идентифицированных сейчас гиперядер. В дальнейшем были значительно уточнены значения энергий отрыва.

открыты два экзотических гиперядра He^6_Λ и Be^7_Λ (ядра He^5 и Be^6 нестабильны) и проведена серия экспериментов по Λp-рассеянию.

Физику гиперядер можно разбить на две области: спектроскопию гиперядер (сильные взаимодействия) и распады гиперядер (слабые взаимодействия). В данном обзоре мы ограничимся рассмотрением спектроскопии гиперядер, считая взаимодействие частиц потенциальным. Другие стороны физики гиперядер будут упоминаться только по мере необходимости.

Состояние физики гиперядер систематически освещается в обзорах Далица, но они (и более ранние, наприме р[1], и последние [2-4]) изданы очень малым тиражом и поэтому, к сожалению, практически недоступны.

2. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ Λp-РАССЕЯНИЕ

Вопросом первостепенной важности для физики гиперядер являются характеристики ΛN-взаимодействия. Вид нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия сильно ограничивается экспериментами по NN-рассеянию. Можно ли сейчас извлечь подобные ограничения из Λp-рассеяния?

Изучение Λp-рассеяния является трудной экспериментальной задачей. Во-первых, время жизни Λ-частицы, большое по ядерным масштабам, слишком мало, чтобы получить пучок Λ-частиц на ускорителе. Усложняет задачу и отсутствие заряда у Λ-частицы. Кроме того, образование Λ-частицы — достаточно редкое событие, завершающее длинную цепочку реакций. Для получения Λ-частиц обычно используют пучок отрицательных K-мезонов и водородную мишень. Образовавшиеся в K^-p-реакции Λ-частицы рассеиваются на протонах мишени. Реакция и спектр получаемых Λ-частиц изображены на рис. 2. 70% Λ-частиц дает реакция $K^-p \to \Sigma^0\pi^0$, $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$. Во всех проведенных экспериментах по Λp-рассеянию пучки и мишени были неполяризованы. Это создает серьезное затруднение в интерпретации полученных результатов.

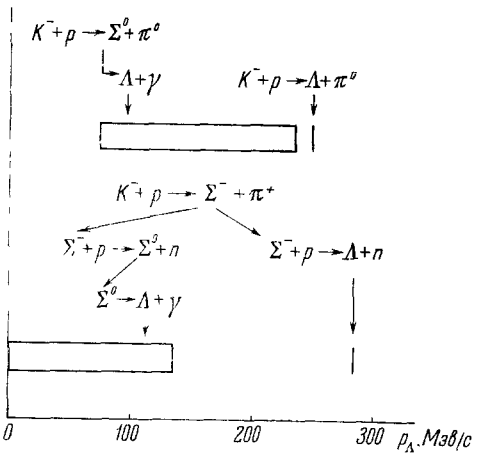

Рис. 2. Спектр Λ-частиц, образующихся в K^-p-реакции.

Сечение упругого Λp-рассеяния напоминает сечение упругого рассеяния нуклонов, но по величине меньше примерно в 5 раз(рис.3). Из-за слабой статистики изучение дифференциального сечения не проводилось. Вместо этого в различных экспериментах рассчитывались два отношения вперед — назад (F/B) и полюс-экватор (P/E) в угловом распределении (рис. 4). При низких энергиях ($p < 250$ *Мэв/с*) $d\sigma/d\Omega$ изотропно, при более высоких энергиях видно некоторое увеличение F/B. Низкоэнергетическое Λp-рассеяние описывается четырьмя параметрами: синглетной и триплетной длинами рассеяния (a_s, a_t) и эффективными радиусами (r_s, r_t):

$$\sigma = \frac{\pi}{\left(-\frac{1}{a_s}+\frac{1}{2}r_s k^2\right)^2+k^2} + \frac{3\pi}{\left(-\frac{1}{a_t}+\frac{1}{2}r_t k^2\right)+k^2}\ ; \qquad (2,1)$$

здесь k — импульс в системе центра масс Λ и p. Выражение (2,1) имеет смысл при предположении, что в Λp-рассеянии имеет место чистая s-

волна. Отношения F/B и P/E показывают, что это выполняется по крайней мере при $p = 200—240$ *Мэв/с*. На самом деле условие несколько мягче,

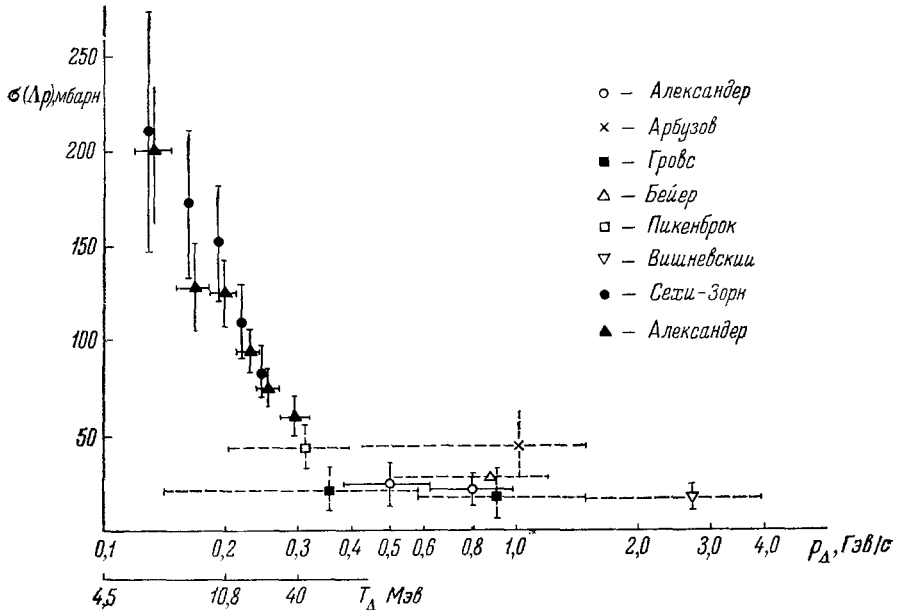

Рис. 3. Сечение упругого Λp-рассеяния (лабораторная система координат). Данные взяты соответственно из работ [9-14], [8], [7].

так как при большой s-волне малая p-волна, интерферируя, может дать большое F/B при малом вкладе в полное сечение. Чтобы разделить вклад синглетного и триплетного спиновых состояний, приходится руководствоваться дополнительными соображениями. Для определения длин рассеяния и эффективных радиусов применяется метод χ^2, т. е. выражение

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^{L} \frac{[\sigma_n^{\text{т}}(a_s, a_t, r_s, r_t) - \sigma_n^{\text{э}}]^2}{(\Delta\sigma_n^{\text{э}})^2}, \tag{2,2}$$

где $\sigma_n^{\text{э}} \pm \Delta\sigma_n^{\text{э}}$ — экспериментальные значения $\sigma_{\Lambda p}$ для некоторых значений импульса k_n, $\sigma_n^{\text{т}}$ — значения $\sigma_{\Lambda p}$, вычисленные по формуле (2,1) в тех же точках. Так как мы знаем, что (2,1) хорошо описывает рассеяние при низких энергиях, применение метода χ^2 дает возможность определить длины рассеяния и эффективные радиусы. Однако если мы посмотрим на результаты такой обработки, то обнаружим явное несоответствие

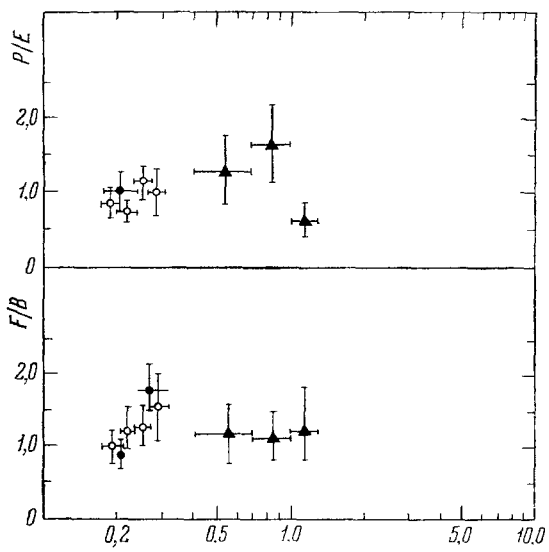

Рис. 4. Отношения F/B и P/E в угловом распределении упругого Λp-рассеяния.

их друг другу:

	a_s	a_t	r_{0s}	r_{0t}	
1964 г.[5]:	—3,6	—0,53			$\times 10^{-13}$ *см.*
1966 г.[6]:	—2,46	—2,07	3,87	4,50	
1968 г.[7]:	—1,8	—1,6	2,8	3,3	
1968 г.[8]:	—2,0	—2,2	5,0	3,5	

Причина такого разногласия — большие экспериментальные ошибки. Наборы параметров, незначительно худшие в смысле подгонки по χ^2, могут сильно отличаться от «наилучших» значений (табл. II и рис. 5). Необходимо существенно повысить точность эксперимента, чтобы сколько-нибудь ограничить область допустимых ΛN-потенциалов.

Любопытно отметить такой факт. Если отбросить старые данные [5], а затем усреднить оставшиеся результаты, то окажется, что они колеблются вокруг одних и тех же величин $a_s \approx a_t \approx -2{,}0 \cdot 10^{-13}$ *см*, $r_s \approx r_t \approx 3{,}8 \cdot 10^{-13}$ *см*.

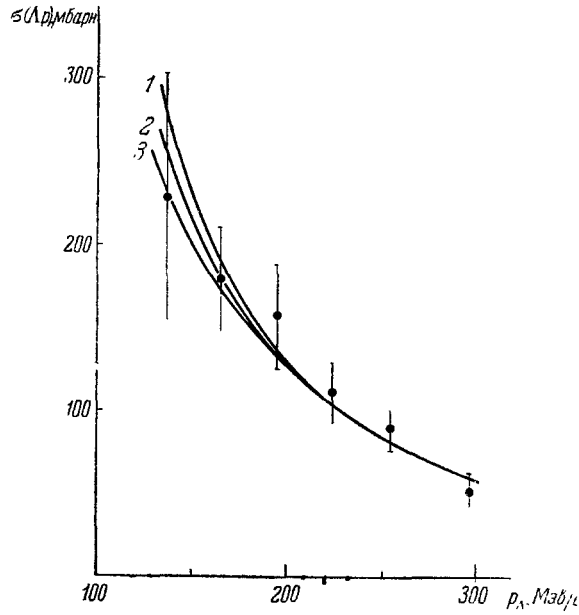

Рис. 5. Сечение упругого Λp-рассеяния по Сехи-Зорну и др. [8].

A(2) — лучший по χ^2 набор параметров ($a_s = -2{,}0 \cdot 10^{-13}$ *см*, $r_{0s} = 5{,}0 \cdot 10^{-13}$ *см*, $a_t = -2{,}2 \cdot 10^{-13}$ *см*, $r_{0t} = 3{,}5 \cdot 10^{-13}$ *см*). Наборы *B*(3) (чистый триплет) и *F*(1) (слабый триплет) приведены в табл. II.

Единственный вывод, который можно сделать из приводимых авторами «наилучших» параметров,— примерное равенство синглетной и триплетной длин рассеяния, $a_s/a_t \approx 1$. Иначе говоря, похоже, что синглетный V_s и триплетный V_t потенциалы ΛN-взаимодействия близки. Но большие

Таблица II

Наборы параметров низкоэнергетического Λp-рассеяния, обладающие одинаковым отклонением по χ^2 от лучшего набора [8]. Степень согласия их с экспериментом показана на рис. 5

Параметр	Область изменения	Полное решение (a_s, r_s, a_t, r_t)				
a_s	$0{,}0 > a_s > -15$	*B* = (	0,0	0,0	—2,4	3,0)
		C = (	—15,0	11,0	—2,0	3,0)
r_s	$0{,}0 < r_s < 15$	*D* = (	0,0	0,0	—2,4	3,0)
		E = (	0,0	15,0	—2,4	3,0)
a_t	$-0{,}6 > a_t > -3{,}2$	*F* = (	—8,0	1,5	—0,6	5,0)
		G = (	—1,0	3,0	—3,2	4,5)
r_t	$2{,}5 < r_t < 15$	*H* = (	—2,0	15,0	—2,0	2,5)
		L = (	—1,0	6,0	—0,8	15,0)

погрешности вынуждают воздержаться от окончательных заключений.

Из-за отсутствия нейтронных мишеней непосредственная проверка зарядовой независимости ΛN-сил также невозможна.

3. ТЕОРИЯ ΛN-СИЛ

Теория ΛN-сил, как и вообще мезонная теория сильных взаимодействий, еще далека от своего завершения и поэтому здесь рассматриваться не будет (подробное изложение современного состояния теории ΛN-взаимодействий содержится в недавно появившемся обзоре Делоффа [16]). Но некоторые заключения мезонной теории оказали большое влияние на феноменологический анализ гиперядер, и их необходимо упомянуть, чтобы понять, какими соображениями часто руководствуются при выборе параметров потенциалов.

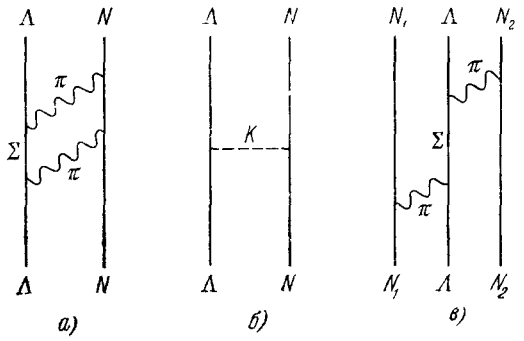

Рис. 6. Простейшие диаграммы ΛN-взаимодействия.

Рассмотрим простейшие диаграммы, описывающие ΛN-взаимодействие. Λ-частица имеет изотопический спин $T = 0$, и закон сохранения изотопического спина запрещает ей испускать один π-мезон. Λ-частица вынуждена обмениваться с нуклоном по меньшей мере двумя π-мезонами (рис.6,*а*) или одним более тяжелым K-мезоном (рис. 6, *б*). Такие диаграммы дают доминирующий вклад в ΛN-взаимодействие на расстояниях, больших чем $\hbar/2m_\pi c \approx 0{,}7\cdot10^{-13}$ *см* (2π-мезонный радиус) и $\hbar/m_K c \approx 0{,}4\cdot10^{-13}$ *см* (K-мезонный радиус). В гиперядре Λ-частица может обмениваться мезонами и с разными нуклонами (многочастичные силы) (рис. 6, *в*). Диаграммы, соответствующие обмену бо́льшим числом мезонов, определяют взаимодействие на меньших расстояниях.

Чтобы найти вид потенциала, надо учесть все возможные графики, а не только указанные, что в настоящее время теория сделать не может. Поэтому на практике обычно применяются феноменологические потенциалы, учитывающие некоторые теоретико-полевые соображения, например радиус ΛN-потенциала берется примерно равным 2π-мезонному радиусу. Ожидается также, что двух- и трехчастичные потенциалы сравнимы по величине, так как их простейшие диаграммы имеют одинаковый порядок константы связи.

4. ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ГИПЕРЯДЕР (ЭКСПЕРИМЕНТ)

Эксперименты по низкоэнергетическому Λp-рассеянию дают информацию, допускающую весьма широкое толкование. Но, даже если бы данные были значительно точнее, класс потенциалов, удовлетворяющих рассеянию, оставался бы все равно достаточно большим. Гораздо более чувствительны к форме потенциалов энергии связи. В связи с этим определение энергий связи гиперядер приобретает особую ценность. Аналогичная ситуация имеет место и в ядерной физике, но экспериментальный материал там значительно точнее.

С точки зрения характеристики ΛN-взаимодействия удобнее вместо энергии связи пользоваться энергией отделения Λ-частицы от гиперядра, $B_\Lambda = M_\Lambda + M(Z^{A-1}) - M(Z^{A-1})$. В табл. III приведены энергии отделения для легких гиперядер по данным работ [17, 18]. Значения B_Λ для гиперядер, не указанных в табл. III, например Li^{10}_Λ, менее надежны и нанесены лишь на рис. 7. Гиперядро Li^{6}_Λ, о котором сообщил Хармсен [19], не включено в таблицу, так как существуют интерпретации этого события в рамках известных гиперядер [20]. Прежде всего бросается в глаза отсутствие связанных состояний систем Λp и Λn, что согласуется с рассеянием:

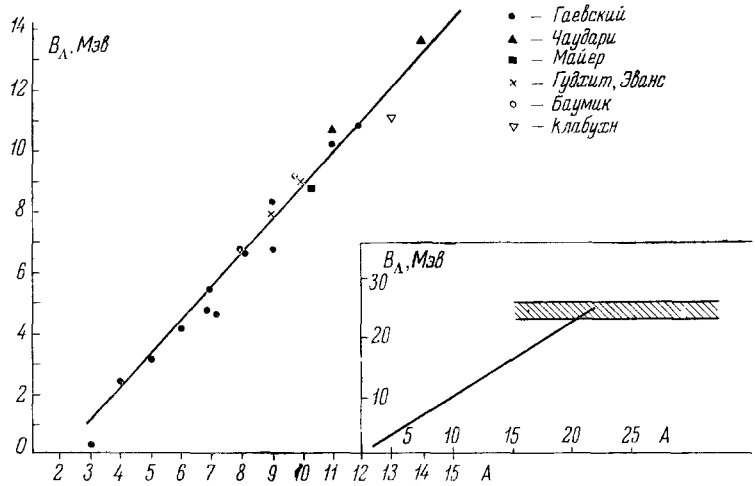

Рис. 7. Общий ход зависимости энергии отрыва Λ-частицы B_Λ от массового числа A.

Данные взяты соответственно из работ [17, 23, 22, 21–26].

потенциалам, в которых нет связанных состояний, соответствуют отрицательные длины рассеяния. Самым легким идентифицированным гиперядром является гипертритий H^3_Λ, а самым тяжелым C^{13}_Λ. Более тяжелые гиперядра напоминают безликую толпу. Единственное, что о них известно точно,— это то, что они существуют. Получить более подробные сведения о тяжелых гиперядрах трудно по следующим причинам. Энергию связи гиперядра находят, определяя кинетическую энергию продуктов распада. Последняя непосредственно связана с длиной пробега распадных частиц в эмульсии. Но если ядерные фрагменты находятся в возбужденных состояниях или при распаде вылетает некоторое число нейтронов, которые незаметны в эмульсии, то энергии возбуждения и кинетическая энергия нейтронов недоступны измерению и, выпадая из энергетического баланса, позволяют найти только верхнюю границу энергии связи (или верхнюю границу B_Λ). Вылет нейтронов затрудняет также идентификацию распавшегося гиперядра. Поэтому для тяжелых гиперядер возможны пока только грубые оценки энергии отделения. По данным Бхаумика и др.[21], например, для гиперядер с массовым числом $A \approx 35$—80 верхняя граница B_Λ лежит в области от 22 до 24,5 *Мэв*. Подобные величины получены и в других работах. Подробнее этот вопрос рассматривается в гл. 7.

Как уже было сказано, непосредственное изучение Λn-взаимодействия пока невозможно, и о зарядовой независимости ΛN-сил приходится судить по разности значений B_Λ для зеркальных ядер, например для H^4_Λ и He^4_Λ. В работах [17, 18, 22] считается, что разность $\Delta B_\Lambda = B_\Lambda(He^4_\Lambda) - B_\Lambda(H^4_\Lambda)$ вышла за пределы экспериментальных ошибок и равна $+0{,}28 \pm 0{,}07$ *Мэв*.

Таблица III

Экспериментальные значения энергий отрыва Λ-частицы B_Λ
(данные по C^{13}_Λ взяты из работы [26])

Гиперядро	Мода распада	Гаевский и др.[17]		Бом и др.[18]		Объединенные результаты	
		Число событий	$B_\Lambda \pm \Delta B_\Lambda$, *Мэв*	Число событий	$B_\Lambda \pm \Delta B_\Lambda$, *Мэв*	Число событий	$B_\Lambda \pm \Delta B_\Lambda$, *Мэв*
H^3_Λ	π^-He^3	26	0,13±0,15	86	+0,05±0,08	112	0,07±0,07
	$\pi^-H^1H^2$	6	0,33±0,21	16	−0,11±0,13	22	0,01±0,11
	Итого	32	0,2 ±0,12	102	0,01±0,07	134	0,06±0,06
H^4_Λ	π^-He^4	208	2,26±0,07	552	2,29±0,04	760	2,28±0,03
	$\pi^-H^1H^3$	21	1,86±0,10	63	2,08±0,06	84	2,02±0,05
	$\pi^-H^2H^2$	2		7		9	
He^4_Λ	$\pi^-H^1He^3$	48	2,20±0,06	127	2,36±0,04	175	2,31±0,03
	$\pi^-H^1H^1H^2$	1		3		4	
He^5_Λ	$\pi^-H^1H^4$	288		724		1012	
	$\pi^-H^2H^3$	2	3,08±0,03	10	3,08±0,02	12	3,08±0,02
	$\pi^-H^1H^1H^3$			1		1	
He^6_Λ	$\pi^-H^2He^4$	4	4,09±0.27	7	4,38±0,19	11	4,28±0,15
He^7_Λ	π^-Li^7	5					
	$\pi^-H^1He^6$	3					
	$\pi^-H^3He^4$	2	4,67±0,28	1	6,09±0,54		Не усреднено
	$\pi^-H^1H^3H^3$			1	3,75±0,28		
Li^7_Λ	$\pi^-H^1Li^6$	2		1		3	
	$\pi^-He^3He^4$	16	5,46±0,12	32	5,60±0,07	48	5,57±0,06
	$\pi^-H^1H^2He^4$	9		7		16	
Be^7_Λ	$\pi^-H^1H^1H^1He^4$	4	4,81±0,53 4,70±0,52 4,24±0,46 6,92±0,40	7	5,06±0,19	11	4,91±0,16
Li^8_Λ	$\pi^-He^4He^4$	72	6,72±0,08	153		225	
	$\pi^-H^1H^3He^4$	1		2	6,84±0,06	3	6,80±0,05
	$\pi^-H^2Li^6$			1		1	
Be^8_Λ	π^-B^8	4		13		17	
	$\pi^-H^1Be^7$	1	6,67±0,16	2	6,87±0,08	3	6,83±0,07
	$\pi^-H^1He^3He^4$	2		7		9	
Li^9_Λ	π^-B^9	5				5	
	$\pi^-H^1Li^8$	3	8,27±0,18	5	8,23±0,19	8	8,25±0,13
	$\pi^-H^3Li^6$	1				1	
Be^9_Λ	π^-Be^9	33	6,68±0,09	126	6,69±0,05	159	6,69±0,04
	$\pi^-H^1He^4He^4$	6	6,61±0,17	10	6,26±0,11	16	6,37±0,09
	Итого	39	6,66±0,08	136	6,62±0,05	175	6,63±0,04
B^{11}_Λ	π^-C^{11}	4				4	
	$\pi^-H^1H^2He^4He^4$	2	10,30±0,14	1	9,99±0,18	3	10,18±0,11
	$\pi^-He^4Be^7$	2				2	
	$\pi^-He^3He^4He^4$	1		1		2	
B^{12}_Λ	$\pi^-He^4He^4He^4$	11	11,26±0,16	13	10,95±0,16	24	11,10±0,11
C^{13}_Λ	π^-N^{13}					11	11.39±0.15

Однако в работе [23] почти с той же точностью утверждается, что никакой разницы нет, $\Delta B_\Lambda = +0{,}04 \pm 0{,}11$ *Мэв*. В связи с этим не лишне более подробно остановиться на методике эксперимента.

По строгости и количеству информации особенно привлекательно выглядит работа Гаевского и др. [17], а также работа Бома и др. [18], являющаяся продолжением первой. Как отмечается их авторами, существующие разногласия в многочисленных работах по энергиям связи гиперядер вызваны, по-видимому, применением различных методов калибровки, измерений, анализа и, что наиболее важно, различных критериев идентификации. Так как энергии связи являются по сути дела единственным источником информации о ΛN-взаимодействии, необходимость строгого отбора очевидна.

Работы [17, 18] представляют результат совместной деятельности двух групп: Европейского K^--объединения и Северо-западного объединения института Энрико Ферми. В лабораториях обеих групп при сходных условиях было изучено большое число распадов гиперядер. После учета различной толщины стопок эмульсий события обрабатывались по одинаковой программе. Баланс импульсов по каждой оси обсчитывался по методу наименьших квадратов, затем найденная кинетическая энергия использовалась для определения энергий связи гиперядер. Обоснованность метода была проверена на двух наиболее часто встречающихся событиях: $He^5_\Lambda \to \pi^- + p + \alpha$ и $Li^8_\Lambda \to \pi^- + \alpha + \alpha$. Исключались распады, содержащие нейтроны или заряженные частицы с энергией ниже образования видимого следа в эмульсии, и события, в которых гиперядра распадались в полете. Если в числе возможных решений встречались решения, привлекающие гиперядра или моды распада, существование которых пока не установлено, то такие решения отбрасывались. Из двухчастичных распадов включались только события, для которых была дополнительная информация, облегчавшая идентификацию (β-радиоактивность ядра отдачи, изучение первичной звездной конфигурации и т. п.). У Гаевского и др.[17], Майера и др.[22] приведенные значения B_Λ имеют возможную систематическую ошибку в 0,15 *Мэв*. В последующей работе Бома и др.[18] возможная систематическая ошибка была понижена благодаря уточнению соотношения пробег — энергия в эмульсии. Интересно, что B_Λ для H^4_Λ, определенные из двухчастичных и трехчастичных распадов, отличаются [18] на $0{,}21 \pm 0{,}07$ *Мэв*. Считают [18], что это различие вызвано неустановленными экспериментальными погрешностями и при более строгой постановке эксперимента различие удастся устранить.

5. ГИПЕРЯДРА *s*-ОБОЛОЧКИ

К гиперядрам *s*-оболочки принадлежат гиперядра H^3_Λ, H^4_Λ, He^4_Λ, He^5_Λ, получающиеся присоединением Λ-частицы соответственно к H^2, H^3, He^3, He^4. Уже простейшее гиперядро H^3_Λ состоит из трех частиц, и расчет гиперядер является существенно многочастичной задачей. Гиперядра *s*-оболочки, как содержащие наименьшее число частиц, наиболее доступны для расчета, поэтому они исследованы более тщательно, чем другие гиперядра.

Хотя число работ по спектроскопии гиперядер *s*-оболочки довольно велико [29–56], устоявшихся результатов не имеется. С уточнением экспериментальных величин происходит непрерывный пересмотр параметров и роли отдельных компонент ΛN-взаимодействия. Поэтому имеет смысл остановиться лишь на основных задачах спектроскопии гиперядер с иллюстрациями на примерах отдельных работ.

5.1. Спины гиперядер

В зависимости от направления спина Λ-частицы спин гиперядра может быть больше или меньше спина ядра на $^1/_2$. Только для ядер, обладающих нулевым спином, например He^4_Λ, заранее ясно, что спин основного состояния соответствующего гиперядра (He^4_Λ) равен 1/2. До сих пор никаких прямых экспериментов по определению спинов гиперядер поставлено не было, и когда в литературе встречается утверждение, что спин основного состояния какого-либо гиперядра известен, то имеются в в виду теоретические расчеты определенных авторов, приводящие к такому заключению. Все расчеты энергий отделения Λ-частицы для гиперядер s-оболочки удовлетворительно согласуются с экспериментом только в предположении $V_s > V_t$ (синглетный потенциал больше триплетного). Другими словами, Λ-частица садится в ядро так, что спин гиперядра меньше спина ядра на 1/2. К такому же заключению приводит исследование распадов гиперядер [27, 28]. Хотя эти результаты не являются строгим доказательством, они говорят в пользу спинов $^1/_2$ и 0 для гиперядер H^3_Λ и $H^4_\Lambda(He^4_\Lambda)$.

5.2. Парные ΛN-потенциалы

Простейшие парные потенциалы описываются двумя параметрами: глубиной и шириной. Параметры, характеризующие глубины и ширины потенциалов различной формы, непосредственно не сравнимы друг с другом. Для удобства сравнения выбирают два других параметра — параметр глубины s, число, на которое надо поделить потенциал, чтобы энергия связи взаимодействующих частиц равнялась нулю, и характеристический радиус действия b. Вид и параметры наиболее распространенных потенциалов приведены в табл. IV, заимствованной из работы [29]. Путем

Таблица IV

Параметр глубины s и характеристический радиус b для наиболее распространенных типов потенциалов

Тип потенциала	$V(r)$	Параметр глубины s	Характеристический радиус действия b
Прямоугольная яма	$-V_0 \quad r < b$ $0 \quad r > b$	$\frac{4}{\pi^2}\frac{MV_0}{\hbar^2}b^2$	
Гауссовский потенциал	$-V_0 e^{-(r/\beta)^2}$	$0{,}37261\frac{MV_0\beta^2}{\hbar^2}$	$1{,}4354\beta$
Потенциал экспоненциальной формы	$-V_0 e^{-2r/\beta}$	$0{,}17291\frac{MV_0\beta^2}{\hbar^2}$	$1{,}7706\beta$
Потенциал Юкавы	$-V_0\frac{e^{-r/\beta}}{r/\beta}$	$0{,}59531\frac{MV_0\beta^2}{\hbar^2}$	$2{,}1196\beta$

подбора параметров любой из них может описать низкоэнергетическое рассеяние. Часто в потенциалы вводят бесконечную отталкивающую стенку радиуса r_c, т. е. появляется еще один параметр. Отталкивающая стенка вводится в ΛN-потенциалы по аналогии с нуклонными потенциалами. Но если в ядерной физике этого требует насыщение ядерных сил

и ход фазы рассеяния при больших энергиях, то в гиперядрах такой необходимости нет. Прекращение роста B_Λ объясняется конечностью радиуса ΛN-сил. Уже из самого факта существования гипертрития H^3_Λ можно получить оценку глубины ΛN-потенциалов, $s \geqslant 0{,}36$ (см. приложение).

Наиболее полный анализ энергий отделения Λ-частицч выполнен Херндоном и Тангом [30-32]. Они изучили зависимость сечения Λp-рассеяния и B_Λ для гиперядер s-оболочки от радиуса бесконечной отталкивающей стенки, от радиуса действия b и от формы ΛN-потенциалов. Расчет B_Λ был проведен вариационным методом с использованием потенциалов вида

$$V_{s,t}(r) = \begin{cases} \infty, & r < r_c, \\ -U_{s,t} \exp[-\lambda(r - r_c)], & r \geqslant r_c \end{cases} \qquad (5{,}1)$$

по следующей схеме. Для некоторого числа наборов параметров λ и r_c из гиперядер H^3_Λ, H^4_Λ, He^4_Λ находились U_s и U_t, а затем рассчитывались $B_\Lambda(He^5_\Lambda)$ и $\sigma_{\Lambda p}$. Использованные параметры и результаты расчета помещены в табл. V. Работы Херндона и Танга приводят к следующим заключениям. Если ΛN-взаимодействие может быть представлено центральным

Таблица V

Параметры ΛN-потенциалов, использованных Херндоном и Тангом[30-32] при анализе гиперядер s-оболочки

Тип потенциала	b, 10^{-13} см	r_c, 10^{-13} см	λ, 10^{13} см$^{-1}$	U_s, Мэв	U_t, Мэв	$-a_s$, 10^{-13} см	$-a_t$, 10^{-13} см	r_s, 10^{-13} см	r_t, 10^{-13} см	$B_\Lambda(He^5_\Lambda)$, Мэв	V_0, Мэв
A	1,5	0	2,361	204,0	114,8	1,94	0,74	2,25	3,48	5,58	3,5
B	1,5	0,30	3,935	685,9	529,8	2,07	0,85	2,16	3,42	4,86	6,6
C	1,5	0,45	5,902	1664,5	1450,8	2,07	0,97	2,14	3,02	4,73	10,4
D	1,5	0,60	11,804	7187,2	6751,9	2,16	1,04	2,08	2,87	4,45	21,1
E	2,0	0,45	3,219	451,7	402,1	2,16	1,60	3,15	3,61	5,02	5,5
F	2,0	0,60	4,427	910,6	861,4	2,09	1,84	3,15	3,34	4,82	8,0
G	2,5	0,60	2,727	320,1	319,3	2,33	2,04	4,19	3,75	4,68	4,3

вдухчастичным потенциалом, то он должен обладать b около $2 \cdot 10^{-13}$ *см* (при меньших значениях b $a_s/a_t \gtrsim 4$, что противоречит рассеянию) и отталкивающей стенкой, жестким кором, радиусом около $0{,}6 \cdot 10^{-13}$ *см* при слабой спиновой зависимости $s_t/s_s \approx 0.8$.

Эффект зависимости B_Λ от формы потенциала изучался Далицем и Даунсом [33] с чисто притягивательным потенциалом с b от $0{,}84 \cdot 10^{-13}$ *см* до $1{,}48 \cdot 10^{-13}$ *см*. На примере H^3_Λ они нашли, что потенциал Юкавы и потенциал экспоненциальной формы с одинаковыми b приводят к таким же s и длинам рассеяния. Этот результат показал, что H^3_Λ играет в гиперядрах роль, подобную дейтрону в ядерной физике, что позволяет обойтись малым числом параметров и думать, что $B_\Lambda(H^3_\Lambda)$ мало чувствительно к виду ΛN-потенциалов. Херндон и Танг провели подобный анализ [32] не только на H^3_Λ, но и на H^4_Λ и He^5_Λ и также пришли к выводу, что выбор формы притягивающей части ΛN-потенциалов не критичен к B_Λ для гиперядер s-оболочки. Из работ Херндона и Танга видно, что потенциалы, подогнанные по рассеянию, и B_Λ для H^3_Λ, H^4_Λ и He^4_Λ завышают B_Λ для He^5_Λ. Это первый тревожный сигнал. Бодмер [34], правда, выдвинул следующее возможное объяснение. При описании Λ — He^4-взаимодействия в рамках мезонной теории Λ, обмениваясь π-мезоном с He^4 (см. рис. 6, *а*), переходит виртуально в Σ-гиперон, при этом He^4 должен находиться в высоковозбужденном

состоянии, и, следовательно, из-за большой энергии возбуждения этот канал взаимодействия в He^5_Λ может быть подавлен, т. е. ΛN-взаимодействие в He^5_Λ, возможно, отличается от взаимодействия в других гиперядрах. Но, как показано в работе [35], потенциалы, подобранные по рассеянию, будут завышать энергию связи не только He^5_Λ, но и следующих более тяжелых гиперядер в p-оболочке. Хотя в p-оболочке имеются другие возможности подавления этого эффекта, представляется более разумным для оценки действительного разногласия подобрать потенциалы на s-оболочке, а затем уже рассчитать сечение Λp-рассеяния, ибо степень согласия с сечением, а не с «наилучшими» параметрами рассеяния определяет глубину противоречия [36]. Понизить B_Λ (He^5_Λ), может быть, удастся, увеличив радиус синглетного взаимодействия [4, 37] (до сих пор при анализе полагали $b_s = b_t$).

5.3. Нарушение зарядовой независимости ΛN-сил

О размерах нарушения зарядовой независимости в ΛN-силах можно судить по разности величин B_Λ для зеркальных ядер H^4_Λ и He^4_Λ, $\Delta B_\Lambda = B_\Lambda(He^4_\Lambda) - B_\Lambda(H^4_\Lambda) = +0{,}28 \pm 0{,}07$ *Мэв* (при $B_\Lambda(He^4_\Lambda) \approx B_\Lambda(H^4_\Lambda) \approx 2$ *Мэв*). Как видно, взаимодействие, нарушающее зарядовую независимость, дает в B_Λ вклад около 10%. Херндон и Танг [31] предположили, что такое взаимодействие имеет вид

$$U(r) = -\tau_3(\sigma_\Lambda\sigma_N)\, V_0 \exp[-\lambda(r - r_c)], \tag{5,2}$$

где величины λ и r_c имеют тот же смысл, что и в разделе 5.2, а V_0 — параметр силы. При использованных ими наборах потенциалов для воспроизведения ΔB_Λ для ядер He^4_Λ и H^4_Λ V_0 должно было меняться от 3,5 *Мэв* до 21,1 *Мэв* (см. табл. V). Зная V_0, можно найти протонные и нейтронные потенциалы отдельно по формулам

$$\begin{aligned} U_s^p &= U_s - 3V_0, & U_s^n &= U_s + 3V_0, \\ U_t^p &= U_t + V_0, & U_t^n &= U_t - V_0. \end{aligned} \tag{5,3}$$

Мы не будем приводить соответствующие числа, так как изменения невелики и не сказываются на заключениях раздела 5.2.

5.4. Трехчастичные силы

Анализ гиперядер s-оболочки с парными центральными ΛN-потенциалами, радиус которых брался равным $1{,}5 \cdot 10^{-13}$ *см* согласно 2π-мезонному обмену, привел к сильной спиновой зависимости ΛN-сил ($a_s/a_t \approx 4$). Этот факт породил мнение, что данные по гиперядрам s-оболочки противоречат Λp-рассеянию ($a_s/a_t \approx 1$). Херндон и Танг [31] показали, что это противоречие можно ослабить увеличением радиуса потенциала (см. раздел. 5.2). Вайтзнер [38] первый указал на возможность расчета энергий связи гиперядер s-оболочки с двухчастичными ΛN-потенциалами без сильной спиновой зависимости благодаря трехчастичному ΛNN-отталкиванию. Однако этого долго не удавалось сделать по следующей причине. Дальнодействующий трехчастичный ΛNN-потенциал своим происхождением обязан обмену p-волновыми π-мезонами [39, 40] (вклад s-волновых мезонов, как показано, пренебрежимо мал) и имеет вид

$$W_p = -\frac{1}{6} C_p(\tau_1\tau_2)\{[(\sigma_1\sigma_\Lambda) + S_{1\Lambda}(\mu x)\, T(\mu x)], \\ [(\sigma_2\sigma_\Lambda) + S_{2\Lambda}(\mu y)\, T(\mu y)]\}\, \varphi(\mu x)\, \varphi(\mu y), \tag{5,4}$$

где C_p — константа, $\{\ldots\}$ означает антикоммутатор, $x = r_1 - r_\Lambda$, $y = r_2 - r_\Lambda$,

$$S_{1\Lambda}(\mu x) = 3\frac{(\sigma_1 \mathbf{x})(\sigma_\Lambda \mathbf{x})}{x^2} - (\sigma_1 \sigma_\Lambda),$$

$$T(\mu x) = 1 + \frac{3}{\mu x} + \frac{3}{(\mu x)^2}, \tag{5,5}$$

$$\varphi(\mu x) = \exp(-\mu x)/(\mu x),$$

μ — параметр, характеризующий спадание потенциала. Для 2π-обмена $\mu = 1{,}3992 \cdot 10^{13}$ *см*$^{-1}$. Наиболее подробное изучение ΛNN-потенциала было проведено Бхадури и др. [39]. Они нашли, что во всех предыдущих работах неоправданно игнорировалась нецентральная часть W_p. Если ввести радиус обрезания d и считать $W_p = 0$ при x, $y < d$, то при $C_p = 1{,}43$ *Мэв* B_Λ (He^5_Λ) уменьшается на 2 *Мэв* и 3,5 *Мэв* для d, равного $1{,}0 \cdot 10^{-13}$ *см* и $0{,}6 \cdot 10^{-13}$ *см* соответственно. Такое уменьшение, как видно из табл. V, весьма желательно.

5.5. Тензорные ΛN-силы

Тензорные ΛN-силы не влияют существенно на B_Λ гиперядер. Но если роль тензорных сил в гиперядрах незначительна, то параметры ΛN-рассеяния чувствительны к силе тензорной компоненты. Поэтому возникает вопрос, можно ли отнести противоречие между анализом гиперядер s-оболочки и опытами по рассеянию на счет тензорных ΛN-сил.

Шрилз и Бакстон [41] исследовали H^3_Λ с ΛN-потенциалами, содержащими тензорную компоненту:

$$V^t_{\Lambda N} = -V^t_0 \left\{ \frac{\exp(-\mu r)}{\mu r} + \delta S_{\Lambda N} \frac{\exp(-\nu r)}{\nu r} \right\},$$

$$V^s_{\Lambda N} = -V^s_0 \frac{\exp(-\mu r)}{\mu r}, \tag{5,6}$$

где $S_{\Lambda N}$ определено в (5,5), а δ — параметр, регулирующий силу тензорной части. Энергия связи H^3_Λ предполагалась равной $E_{св} = -2{,}476$ *Мэв*, т. е. $B_\Lambda = 0{,}251$ *Мэв*. Согласно полученным результатам (табл. VI) короткодействующая тензорная компонента ΛN-взаимодействия дает пренебрежимо малый вклад в энергию связи H^3_Λ в соответствии

Таблица VI

Влияние тензорной компоненты ΛN-взаимодействия на длины рассеяния и эффективные радиусы[41]. Все потенциалы дают одинаковую энергию связи H^3_Λ. Наборы 4 и 5 ($V^t_0 > V^s_0$) противоречат предположенному значению спина основного состояния (1/2)

№	V^t_0, *Мэв*	V^s_0, *Мэв*	μ, 10^{13} *см*$^{-1}$	δ	ν, 10^{13} *см*$^{-1}$	$-a_t$, 10^{-13} *см*	r_t, 10^{-13} *см*	$-a_s$, 10^{-13} *см*	r_s, 10^{-13} *см*
1	27,90	41,76	1,0	3,0	1,5	2,08	3,39	2,76	3,56
2	28,735	41,52	1,0	5,3	2,0	2,08	3,40	2,72	3,59
3	44,605	47,34	1,1	1,55	2,0	2,08	3,40	2,13	3,48
4	49,440	48,41	1,125	0,3	2,0	2,08	3,40	1,97	3,49
5	49,535	48,25	1,125	0		2,08	3,40	1,95	3,50
6	28,735	41,55	1,0	0		1,26	5,31	2,73	3,58

с ранними утверждениями Даунса и Далица [42]. Определенную информацию о радиусе и глубине тензорных сил извлечь нельзя — различные

наборы могут приводить к одинаковым результатам. Тензорная компонента сильно влияет на параметры рассеяния, и это позволяет найти потенциалы, находящиеся в хорошем согласии с энергией связи H^3_Λ и параметрами рассеяния, без введения в потенциалы бесконечной отталкивающей стенки [41].

6. ГИПЕРЯДРА p-ОБОЛОЧКИ

Все остальные идентифицированные гиперядра соответствуют ядрам с нуклонами в p-оболочке. Экспериментальные данные по энергиям связи гиперядер p-оболочки больше по количеству и хуже по качеству, чем в s-оболочке. Кроме того, значение спина установлено только для одного гиперядра — спин Li^8_Λ равен 1 (из распадных корреляций). Так же как и в ядерной физике, эта область наиболее трудна для расчетов — число частиц существенно больше, чем в гиперядрах s-оболочки, и в то же время не так уж велико, чтобы проявились статистические закономерности. Поэтому обычно для упрощения расчетов используют определенные предположения о структуре ядра-остова.

В большинстве работ используются предположения двух типов. Первый: предполагается кластерная структура остова [58-62]. Например, Be^9_Λ рассматривается как две α-частицы плюс Λ $(2\alpha + \Lambda)$, C^{13}_Λ — как $3\alpha + \Lambda$, He^6_Λ — как $\alpha + n + \Lambda$ и Li^7_Λ — как $\alpha + d + \Lambda$. Таким образом, многочастичность задачи существенно понижается. Потенциалы, описывающие взаимодействие кластеров и Λ-частицы, подгоняются по энергиям связи более легких ядер и гиперядер и по рассеянию кластеров. Второй тип предположений: считается, что Λ-частица находится в самосогласованном поле нуклонов, которое строится из ΛN-потенциалов и плотности нуклонов [63-64]:

$$V(\mathbf{r}_\Lambda) = \int \rho_N(\mathbf{r})\, V_{\Lambda N}(|\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}|)\, d\mathbf{r}; \qquad (6.1)$$

здесь $\rho(\mathbf{r})$ — плотность нуклонов ядра-остова, а $V_{\Lambda N}$ — некий средний ΛN-потенциал, не зависящий от спин-изоспиновых переменных нуклонов.

Оба подхода имеют свои недостатки. В первом случае неясно, какова точность кластерной модели. Во втором подходе непонятно, как учесть ламбда-нуклонные корреляции при наличии сильного отталкивания в ΛN-потенциалах на малых расстояниях.

Анализ гиперядер s-оболочки позволяет определить только ΛN-взаимодействие в s-состоянии. В более тяжелых гиперядрах энергия связи зависит также от взаимодействия в состоянии с более высокими угловыми моментами и, например, расчет энергий связи гиперядер p-оболочки может дать информацию о силе ΛN-потенциалов в состоянии с относительным орбитальным моментом $l = 1$. Бринк и Грипеос [65] в осцилляторной модели проверили, можно ли воспроизвести экспериментальные значения B_Λ, предполагая, что потенциалы, действующие в состояниях с $l = 0$ и $l = 1$, равны. На рис. 8 приведены результаты их расчета с потенциалом

$$V_{\Lambda N}(r) = \begin{cases} \infty, & r < c, \\ -V_0 \exp[-b(r-c)], & r > c \end{cases}$$

при $c = 0{,}4 \cdot 10^{-13}$ *см*, $V_0 = (3V_t + V_s)/4 = 330{,}9$ *Мэв*, $b = 3{,}219 \cdot 10^{13}$ *см*, дающем B_Λ (He^5_Λ). Кривая $B_\Lambda(A)$ описывает ход энергии отрыва с $V_{\Lambda N}$ $(l = 1) = V_{\Lambda N}$ $(l = 0)$, а $B'_\Lambda(A)$ с $V_{\Lambda N}$ $(l = 1) = 0$. Аналогичный результат был получен и для ΛN-потенциала с более коротким радиусом и большей

силы. Таким образом, воспроизведение экспериментальных значений B_Λ требует подавления силы ΛN-взаимодействия в p-состоянии. К этому же выводу пришли Хоу и Волков [67]. Однако у них B_Λ оказались завышенными даже при $V_{\Lambda N}(l=1)=0$. Отметим, что ΛN-потенциалы Хоу и Волкова дают завышенное значение уже для He^5_Λ, и поэтому требуется пересмотр их численных величин.

Идентифицированные гиперядра p-оболочки являются неудобным объектом для подобных исследований, так как в них большую роль могут играть тензорные и спин-орбитальные ΛN-силы. Наиболее подходящим для этой цели было бы гиперядро O^{17}_Λ, но оно, к сожалению, еще не идентифицировано.

Спин-орбитальное ΛN-взаимодействие включалось в анализ B_Λ для p-оболочки Галом [68] (оболочечная модель с промежуточной связью). Лучшая подгонка требует значения матричного элемента для этого взаимодействия между $p_{3/2}$-нуклоном и Λ-частицей в s-состоянии, равного 0,84 *Мэв*. Для сравнени соответствующий матричный элемент NN-взаимодействия равен—1,1 *Мэв*. Необходимое значение sl-сил ΛN-взаимодействия сравнимо по величине с sl-силами NN-взаимодействия (по другого знака, что нелегко понять в любой простой теории ΛN-сил) и представляет довольно значительную энергию относительно изменений B_Λ от ее средней A-зависимости.

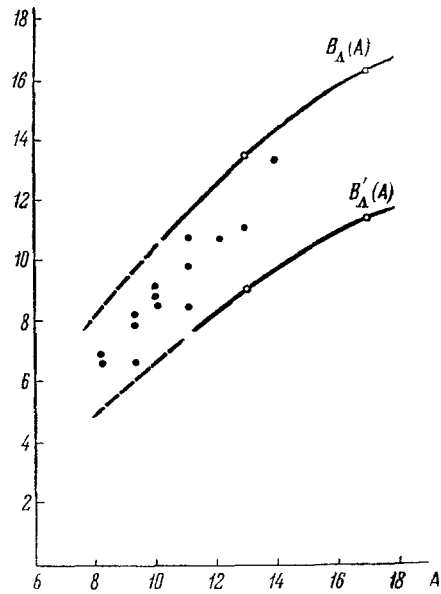

Рис. 8. Зависимость энергии отрыва Λ-частицы в гиперядрах p-оболочки от силы ΛN-взаимодействия в p-состоянии по Бринку и Грипеосу [65] (см. текст).

Черные точки — экспериментальные значения B_Λ.

7. ТЯЖЕЛЫЕ ГИПЕРЯДРА

Вряд ли можно ожидать, что Λ-частица в тяжелом ядре может вызвать сколько-нибудь значительное изменение распределения нуклонов. Поэтому можно себе представить Λ-частицу, находящуюся в потенциале Λ — ядро-остов типа (6,1), радиуса $R=r_0A^{1/3}$ (по обычным ядерным оценкам $r_0\approx 1{,}2\cdot 10^{-13}$ *см*) и глубиной D_Λ. Тогда

$$B_\Lambda \approx D_\Lambda - \frac{\pi^2\hbar^2}{2M_\Lambda r_0^2 A^{2/3}}. \tag{7,1}$$

Для $A\sim 60$ последний член в (7,1) равен примерно 7 *Мэв*. Для Λ — ядро-потенциала в виде прямоугольной ямы легко выписываются и следующие члены разложения:

$$B_\Lambda = D_\Lambda - \frac{\hbar^2\pi^2}{2M_\Lambda r_0^2 A^{2/3}}\left[1-\frac{2}{s}+\frac{3}{s^2}+O\left(\frac{1}{s^3}\right)\right]. \tag{7,2}$$

где

$$s=[(2M_\Lambda D_\Lambda)/\hbar^2]^{1/2}\, r_0 A^{1/3}. \tag{7,3}$$

Формулой (7,2) часто пользуются экспериментаторы, приводя вместо B_Λ значения D_Λ. Так как $\lim\limits_{A\to\infty} B_\Lambda = D_\Lambda$, величина D_Λ принимается за энергию связи Λ-частицы в ядерной материи.

Экспериментальное определение D_Λ основано на изучении $\pi^- pr$-мод распадов гиперядер расщепления, образующихся при взаимодействии K^--мезонов с ядрами серебра и брома в ядерной эмульсии. В работе [70] получено $D_\Lambda = 27 \pm 3$ *Мэв*, но с предположением о распределении масс для гиперядер расщепления. Следующее уточнение $D_\Lambda = 27 \pm 1{,}5$ *Мэв* уже свободно от этого предположения [71]. Истинное значение может быть ниже, так как определяется, строго говоря, верхний предел D_Λ (B_Λ), а статистика относительно ограничена в последнем эксперименте. Приведем также результаты некоторых других работ: $D_\Lambda \leqslant 33 \pm 2{,}5$ *Мэв* [72], $D_\Lambda \leqslant \pm 2$ *Мэв* [73] и уже упомянутое значение $B_\Lambda = 22-24{,}5$ *Мэв* [21].

В целом картина не сильно противоречит однородной модели Λ — ядро-взаимодействия со стандартным распределением для нуклонной плотности и обычными параметрами радиуса и размытости поверхности, дающей $D_\Lambda = 30$ *Мэв*, когда B_Λ подгоняется по C^{13}_Λ. Разумеется, это нельзя воспринимать слишком серьезно, так как C^{13}_Λ состоит в основном из поверхностной области, тем не менее однородная модель, простейшая возможная модель, обеспечивает разумную интерполяционную кривую [4] между C^{13}_Λ и тяжелыми гиперядрами расщепления с $A \approx 80-100$.

Теоретическая ситуация, связанная с прямым вычислением D_Λ из ΛN (и ΛNN)-сил, которые получены из Λp-рассеяния и B_Λ для s-оболочки, еще в основном неудовлетворительна [74-85]. Чтобы получить D_Λ вблизи эмпирического значения, необходимо сделать довольно сильные предположения, в основном мотивированные попыткой получить такое согласие. Трудно получить D_Λ много меньше, чем 40 *Мэв*, на основе любых ΛN-потенциалов, приемлемых в остальном. Даже предположение о равенстве нулю ΛN-взаимодействия в p-состоянии с трудом дает значение ниже 35 *Мэв*.

8. ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ГИПЕРЯДЕР

Возбужденные состояния гиперядер, несомненно, существуют. Например, ядро-остов, находясь в возбужденном состоянии, может удерживать Λ-частицу. Однако такие состояния, распадающиеся путем испускания γ-квантов, живут, как правило, примерно 10^{-14} *сек*, что намного меньше времени жизни Λ-частицы (10^{-10} *сек*). Поэтому гиперядро обычно высвечивается, а затем лишь распадается из основного состояния. Изучение возбужденных состояний, живущих намного меньше чем 10^{-10} *сек*, требует прямого наблюдения γ-лучей, испускаемых при переходе в основное состояние, а так как γ-кванты могут испускаться и в других процессах, *например при образовании гиперядер, их необходимо мерить на совпадение* с распадными π-мезонами. Такой эксперимент нуждается в интенсивном потоке K-мезонов, какого сейчас нет.

С другой стороны, если время γ-распада сравнимо по величине или больше, чем время Λ-распада гиперядра, то должны наблюдаться распады гиперядер данного типа из возбужденного состояния. Экспериментально это выражалось бы в появлении второго пика в B_Λ-распределении. Хотя для большинства гиперядер статистика слишком бедна, чтобы делать категорические заявления о наличии или отсутствии таких состояний, похоже, что мы имеем два гиперядра, в которых существование таких долгоживущих, изомерных (т. е. по времени жизни не отличающихся от основного) состояний весьма реально. Это гиперядра He^7_Λ и Li^7_Λ (рис. 9).

Первыми на возможность существования изомерного состояния у He^7_Λ указали Пниевский и Даныш [86]. Изомер He^{7*}_Λ соответствует Λ-частице, присоединенной к возбужденному состоянию He^{6*}, лежащему выше порога развала на $\alpha + 2n$. Этот уровень $J = 2^+$ в He^7_Λ расщепляется на $J = 5/2^+$ и $J = 3/2^+$, и, если синглетное ΛN-взаимодействие сильнее триплетного, ниже лежит $J = 3/2^+$. Расчеты вероятностей электромагнитных переходов, выполненные Элтоном [87], Лоу [88], Лодхи [89] (для $E2$-перехода), Райетом [90] (для $M1$-перехода), Далицем и Галом [91], показывают, что времена жизни этих состояний больше, чем у гиперядерного распада (например, у Лоу время жизни $T(E2) > 10^{-9}$ *сек*, Лодхи $T(E2) \sim 10^{-6}$ *сек*).

B_Λ-распределение для Li^7_Λ также носит не гауссовский характер, однако четко выраженного второго пика нет, и отклонение можно, в принципе, объяснить как флуктуацию или как ошибку в идентификации некоторых событий. Изомерное состояние в Li^7_Λ—сейчас чисто экспериментальный вопрос, так как теория требует такого знания ΛN-взаимодействия, до которого мы еще далеки [93].

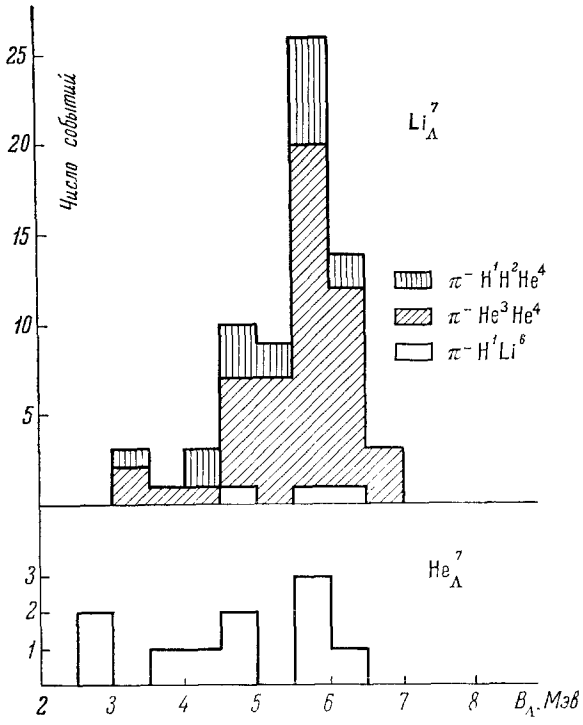

Рис. 9. Гистограммы B_Λ для Li^7_Λ и He^7_Λ (Бом и др. [18]).

Большой интерес вызывает вопрос о возбужденном состоянии зеркальных гиперядер He^4_Λ и H^4_Λ, возникающем благодаря расщеплению уровня, соответствующего основному состоянию остова, H^3 или He^3. Величина расщепления непосредственно связана со степенью близости синглетного и триплетного потенциалов, и ее определение даст новые опорные точки в области, наиболее доступной для расчетов. На сегодняшний день можно только сказать, что энергия возбуждения ε^* лежит скорее всего в диапазоне 0—1 *Мэв* [37]. Трудно ожидать, что этот уровень является изомерным, для изомерии необходимо $\varepsilon^* \leqslant 0{,}1$ *Мэв*, а большинство феноменологических потенциалов дает гораздо бо́льшие значения (табл. VII). B_Λ-распределения также, хотя и являются довольно размытыми (недостаток статистики), весьма близки к гауссовскому виду.

Ожидается, что H^3_Λ обладает уровнем $J = 3/2^+$, лежащим близко к основному $J = 1/2^+$ (обусловленным близостью s— и t—ΛN-взаимодействий) и по свойствам, по-видимому, аналогичным виртуальному уровню дейтрона [4, 37]. Уровень $J = 3/2^+$ вряд ли лежит в дискретной области — B_Λ (H^3_Λ) очень мала, и для этого необходимо почти полное совпадение синглетного и триплетного потенциалов.

Были безуспешны попытки найти в эмульсии месторасположение нестабильных состояний Li^6_Λ и Be^9_Λ [24]. Но недавно получено доказательство

возможного существования нестабильных состояний C^{12}_{Λ} и N^{14}_{Λ}, произведенных при поглощении остановившихся K^--мезонов [93]. Анализ продуктов реакции ограничивался конфигурациями B^{11}_{Λ} или C^{13}_{Λ}, π^- и еще один

Таблица VII

Энергии возбуждения гиперядер H^4_{Λ} и He^4_{Λ} по Тангу[37]. Параметры потенциалов приведены в табл. V

Тип потенциала	H^4_{Λ}		He^4_{Λ}		Тип потенциала	H^4_{Λ}		He^4_{Λ}	
	B^*_{Λ}, *Мэв*	ε^*, *Мэв*	B^*_{Λ}, *Мэв*	ε^*, *Мэв*		B^*_{Λ}, *Мэв*	ε^*, *Мэв*	B^*_{Λ}, *Мэв*	ε^*, *Мэв*
A	0,49	1,42	0,15	2,05	*D*	0,75	1,16	0,39	1,81
B	0,58	1,33	0,24	1,96	*E*	1,50	0,41	1,10	1,10
C	0,75	1,16	0,39	1,81	*F*	1,73	0,18	1,32	0,88

след, который принадлежал протону. В распределении π-мезонов наметились пики при 156 и 169 *Мэв* соответственно, что свидетельствует о двухступенчатых реакциях

$$\begin{aligned} K^- + C^{12} &\to \pi^- + C^{12*}_{\Lambda} \to \pi^- + H^1 + B^{11}_{\Lambda}, \\ K^- + N^{14} &\to \pi^- + N^{14*}_{\Lambda} \to \pi^- + H^1 + C^{13}_{\Lambda}. \end{aligned} \tag{8,1}$$

Грубые предварительные параметры этих состояний приведены в табл. VIII. B^*_{Λ} обозначает энергию связи Λ-частицы в данном состоянии.

Таблица VIII

Экспериментальные характеристики нестабильных состояний гиперядер C^{12}_{Λ} и N^{14}_{Λ}

Гиперядро	B^*_{Λ}, *Мэв*	E^*, *Мэв*	Г, *Мэв*	Q, *Мэв*
C^{12*}_{Λ}	0,4±0,3	10,7	0,9	1,5 для $(p+B^{11}_{\Lambda})$
N^{14*}_{Λ}	2,9±0,3	~10,4	1,8	6,5 для $(p+C^{13}_{\Lambda})$

E^* — энергия возбуждения относительно основного состояния гиперядра; для N^{14}_{Λ} значение E^* взято в предположении $B_{\Lambda} = 13{,}3$ *Мэв* (результат экстраполяции, так как точное значение еще не установлено). Похоже, что оба состояния стабильны относительно испускания Λ-частицы (это несомненно в случае N^{14*}_{Λ}); единственная сильная мода распада — испускание протона. В случае N^{14*}_{Λ} возможен распад в возбужденное состояние C^{13*}_{Λ}, в существовании которого можно быть почти уверенным, с $E^* \approx 4$ *Мэв* [4].

9. ДВОЙНЫЕ ГИПЕРЯДРА

На сегодня известны два двойных гиперядра. Первое двойное гиперядро, открытое Данышем и др. [94] в 1963 г., идентифицируется неоднозначно. Возможны две интерпретации, $Be^{10}_{\Lambda\Lambda}$ и $Be^{11}_{\Lambda\Lambda}$. Характерным признаком двойного гиперядра является двухступенчатый распад, обусловленный последовательным распадом Λ-частиц, входящих в его состав. Первое

двойное гиперядро обычно трактуется как $Be^{10}_{\Lambda\Lambda}$ вследствие того, что другая интерпретация требует распада $Be^{10}_{\Lambda} \to 2He^4 + H^2 + \pi^-$, который пока не наблюдался. Второе двойное гиперядро было обнаружено Праузом [95] и идентифицировано однозначно как $He^6_{\Lambda\Lambda}$. Подробности идентификации этих гиперядер описаны Филимоновым [96].

Энергию связи двойного гиперядра характеризуют величинами $B_{\Lambda\Lambda}$ — энергией отделения двух Λ-частиц — и $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = B_{\Lambda\Lambda} - 2B_{\Lambda}$, представляющей изменение энергии отделения по сравнению с удвоенной энергией отделения в обычном гиперядре. Экспериментальные значения $B_{\Lambda\Lambda}$ и $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ приведены в табл. IX.

Таблица IX

Энергии отрыва Λ-частиц двойных гиперядер

Гиперядро	$B_{\Lambda\Lambda}$, *Мэв*	$\Delta B_{\Lambda\Lambda}$, *Мэв*
$He^6_{\Lambda\Lambda}$	10,8±0,5	4,6±0,5
$Be^{10}_{\Lambda\Lambda}$	17,5±0,4	4,5±0,4

Теория $\Lambda\Lambda$-взаимодействия и двойных гиперядер развивалась во многих работах, но существенно новых соображений по сравнению с теорией ΛN-взаимодействия и расчетом гиперядер ни в мезонной теории $\Lambda\Lambda$-сил [97–101], ни в анализе энергий связи двойных гиперядер [102–113] не содержится. Вне зависимости от интерпретации первого двойного гиперядра энергии связи двух гиперядер могут быть описаны любым двухпараметрическим синглетным $\Lambda\Lambda$-потенциалом (обе Λ-частицы, будучи фермионами, сидят в s-состоянии со спинами, направленными в противоположные стороны) более или менее разумного вида. Но почти во всех расчетах потенциал подгоняется только по $He^6_{\Lambda\Lambda}$, при этом заранее задается характеристический радиус взаимодействия $b_{\Lambda\Lambda}$; обычно $b_{\Lambda\Lambda} \approx 1{,}5 \cdot 10^{-13}$ *см*, что соответствует обмену двумя π-мезонами.

Λ-частицы притягиваются значительно слабее, чем Λ и нуклон. Например, если выбрать $\Lambda\Lambda$- и ΛN-потенциалы в виде прямоугольных ям, то $(UR^2)_{\Lambda N} \approx 3\,(UR^2)_{\Lambda\Lambda}$, где U — глубина и R — радиус соответствующих потенциалов. Поэтому вряд ли область стабильности двойных гиперядер будет шире области стабильности обычных гиперядер. Можно уверенно сказать, что не существует связанного состояния $\Lambda\Lambda N$-системы, так как известно отсутствие связанного состояния у $nn\Lambda^2$. Согласно Тангу и Херндону [106] $H^4_{\Lambda\Lambda}$ не связано, а $H^5_{\Lambda\Lambda}$ и $He^5_{\Lambda\Lambda}$ связаны (еще раньше связанность $H^5_{\Lambda\Lambda}$ и $He^5_{\Lambda\Lambda}$ предсказывали Накамура [112], Дэмл и Бисвас [113]) с $\Delta B_{\Lambda\Lambda}\,(H^5_{\Lambda\Lambda}) = 3{,}5 \pm 0{,}5$ *Мэв*; это обеспечивает стабильность относительно распада на $\Lambda + H^4_{\Lambda}$. Анантанарайянан [111] рассмотрел двойные гиперядра p-оболочки и получил $\Delta B_{\Lambda\Lambda}\,(C^{14}_{\Lambda\Lambda}) = 3{,}75$ *Мэв*, $\Delta B_{\Lambda\Lambda}\,(O^{18}_{\Lambda\Lambda}) = 3{,}5$ *Мэв*. Приведенные величины, по-видимому, не очень точны из-за произвола при определении $\Lambda\Lambda$-потенциала только по $He^6_{\Lambda\Lambda}$.

10. ПЕРСПЕКТИВЫ ФИЗИКИ ГИПЕРЯДЕР

Как отметили Дэвис и Сактон [93], есть нечто удивительное в том, что может существовать какая-нибудь перспектива в исследованиях с помощью техники, существенно неизменившейся за последние 15 лет. Их высказывание относится к экспериментам, использующим ядерные фотоэмульсии, однако и в этой области остается некоторое число задач, ответы на которые может дать увеличение статистики. Если эмульсионная техника и достигла экспериментального предела в определении B_{Λ} для гиперядер s-оболочки, то для большинства гиперядер p-оболочки положение может быть значительно улучшено. Уточнение данных по p-оболочке позволило бы установить, какую роль играют трехчастичные и тензорные силы. Дальнейшее измерение B_{Λ} для изоспиновых дублетов, иных чем H^4_{Λ} и He^4_{Λ},

требуется также для определения возможного нарушения зарядовой независимости в ΛN-взаимодействии.

Наибольшие надежды в физике гиперядер возлагаются на новые методы, в частности на пузырьковые камеры. Опыты по Λp-рассеянию в их сегодняшней постановке не позволяют отделить синглетное и триплетное взаимодействия. Самый чистый путь к такому разделению связан с поляризованными Λ-частицами. Основная трудность состоит в том, чтобы найти интенсивный источник сильно поляризованных Λ-частиц с низкой энергией, 4—20 *Мэв*. Возможно, для этой цели подойдут реакции

$$\pi^- + p \to \Lambda + K^0 \qquad (10,1)$$

или

$$K^- + p \to \Lambda + \pi^+ + \pi^-.$$

Другая возможность — изучение $\Lambda + H^2$- и $\Lambda + He^4$-рассеяний. Первая реакция интересна тем, что ожидается сильное $\Lambda + H^2$-рассеяние в $J = 3/2$-состоянии, благодаря виртуальному уровню $J = 3/2$, $T = 0$. Кроме того, так как $\Lambda + H^2$-рассеяние определяется другой комбинацией синглетного и триплетного ΛN-потенциалов, чем $\Lambda + p$-рассеяние, и задача трех тел решается сейчас с достаточной точностью, то измерение $\sigma(\Lambda H^2)$ представляется весьма желательной. По реакции $\Lambda + He^4$ можно будет оценить силу спин-орбитального ΛN-взаимодействия. Имеются хорошие оценки центрального $\Lambda + He^4$-потенциала по $B_\Lambda(He^5_\Lambda)$ и форма He^4 из рассеяния электронов; таким образом, вклад *sl*-взаимодействия можно выделить вполне корректно. Предварительные расчеты $\Lambda + He^4$-рассеяния с учетом *sl*-сил уже выполнены Александером и др. [114].

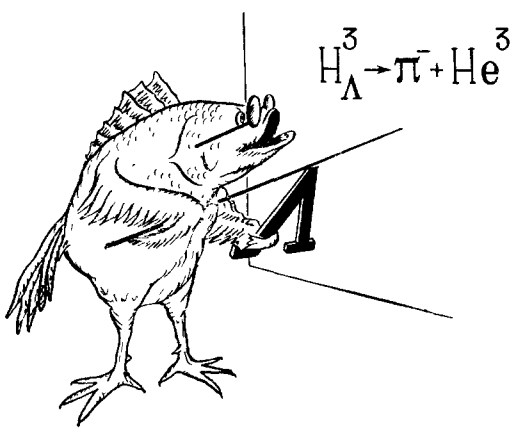

Рис. 10.

Следующий шаг, который, по-видимому, будет сделан, — наблюдение и изучение Λ-гиперядерных γ-лучей. Увеличение статистики и γ-лучи могли бы помочь выяснить, действительно ли существуют изомерные состояния в He^7_Λ и Li^7_Λ [115]. Пока Λ-гиперядерные γ-лучи наблюдать не удалось [116]. Когда же эта цель будет достигнута, появится возможность изучать $\gamma - \gamma$-корреляции между последовательными γ-лучами и $\gamma - \pi$-корреляции с π-мезоном, испущенным в распаде гиперядра из основного состояния, что позволит определить спины гиперядерных состояний.

Много можно ожидать от исследования гиперядерных состояний в непрерывном спектре с помощью двухступенчатых реакций типа

$$K^- + (Z)^A \to \pi^- + (Z)^{A*}_\Lambda \to \pi^- + p + (Z-1)^{A-1}_\Lambda. \qquad (10,2)$$

Как хорошо известно, в эмульсии около 15% захватов остановившихся K-мезонов приходится на ядра углерода, около 3% — на N и 15% — на O. Поэтому, коль скоро мы наблюдаем C^{12*} и N^{14*}_Λ, то вполне реально образование O^{16*}_Λ с распадом в N^{15}_Λ — еще не идентифицированное гиперядро. Изучение корреляций между последовательно испускаемыми

π^--мезонами в реакции типа (10,2) могло бы привести к определению J для возбужденных состояний гиперядер[4].

В заключение еще раз отметим место физики гиперядер в обширной области физики сильных взаимодействий. Лучше всего об этом может сказать эпиграф к трудам Аргоннской конференции по физике гиперядер 1969 г.: «Физика гиперядер в странном положении. Она, как говорится, ни рыба, ни мясо. Занимающиеся физикой высоких энергий не видят в ней существенного прогресса в понимании взаимодействия фундаментальных частиц. Ядерщики также видят в ней область, лежащую в стороне. Ее главное значение для основ — информация, которую она может обеспечить о ΛN- и $\Lambda\Lambda$-взаимодействиях...» (J. D. Jackson, Science **158** (No. 3821) 1346 (1968)).

Автор признателен А. И. Базю, М. В. Жукову и Ю. А. Симонову за просмотр рукописи и замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Оценим нижнюю границу ΛN-потенциала из энергии связи H^3_Λ, следуя Нишиджиме [117]. Гамильтониан H^3_Λ в пренебрежении трехчастичными силами имеет вид

$$H = T_n + T_p + T_\Lambda + V_{np} + V_{\Lambda p} + V_{\Lambda n}, \tag{П,1}$$

где T — кинетическая энергия, значения индексов очевидны. Если B_d — энергия связи дейтона, а B_Λ — энергия отделения Λ-частицы, то

$$\begin{gathered} \min(H) = -(B_d + B_\Lambda), \\ \min(T_n + T_p + V_{np}) = -B_d. \end{gathered} \tag{П,2}$$

$\min(A)$ — низшее собственное значение оператора. В системе покоя $\mathbf{p}_n + \mathbf{p}_p + \mathbf{p}_\Lambda = 0$. Предположим, что $V_{\Lambda n} = V_{\Lambda p} \equiv V_{\Lambda N}$, и воспользуемся неравенством $\min(A+B) \geqslant \min(A) + \min(B)$, а также явным видом оператора кинетической энергии. Тогда нетрудно получить

$$-B_\Lambda \geqslant 2 \min\left[\frac{M_\Lambda + 2m}{8mM_\Lambda} p_\Lambda^2 + V_{N\Lambda}\right], \tag{П,3}$$

или

$$0 > -\frac{2(m+M_\Lambda)}{2m+M_\Lambda} B_\Lambda \geqslant \min\left[\frac{M_\Lambda + m}{2mM_\Lambda} p_\Lambda^2 + \frac{4(M_\Lambda + m)}{2m+M_\Lambda} V_{N\Lambda}\right]. \tag{П,4}$$

Отсюда находим границу параметра глубины потенциала s:

$$s \geqslant \frac{2m + M_\Lambda}{4(m+M_\Lambda)} \approx 0{,}36.$$

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Dalitz, Preprint EFINS-61-48.
2. R. H. Dalitz, Proc. Topical Conf. on the Use of Elementary Particles in Nuclear Structure Research, Brussels, 1965, p. 293.
3. R. H. Dalitz, Hypernuclear Physics, Lectures at the 1966 Varenna Summer School.
4. R. H. Dalitz, Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 708.
5. B. Sechi-Zorn, R. A. Burnstein, T. B. Day, B. Kehoe, G. A. Snow, G. Alexander, U. Karshon, A. Shapira, G. Yekutieli, R. Engelmann, H. Filthuth, A. Fridman, A. Minguzzi-Ranzi, Труды конференции по физике высоких энергий, т. 1, Дубна, 1964, стр. 675.
6. G. Alexander, O. Benary, U. Karshon, A. Shapira, G. Yekutieli, R. Engelmann, H. Filthuth, A. Fridman, B. Schiby, Phys. Lett. 19, 715 (1966).
7. G. Alexander, U. Karshon, A. Shapira, G. Yekutieli, R. Engelmann, H. Filthuth, W. Lughofer, Phys. Rev. **173**, 1452 (1968).

8. B. Sechi-Zorn, B. Kehoe, J. Twitty, R. A. Burnstein, Phys. Rev. **175**, 1735 (1968).
9. G. Alexander, J. A. Anderson, F. S. Crawford, W. Laskar, L. J. Lloyd, Phys. Rev. Lett. **7**, 348 (1961).
10. Б. А. Арбузов, Е. Н. Кладницкая, В. Н. Пенев, Р. Н. Фаустова, ЖЭТФ **42**, 979 (1962).
11. T. H. Groves, Phys. Rev. **129**, 1372 (1963).
12. P. Belliere, J. L. Gomez, A. Lloret, A. Rousset, K. Myklebost, J. M. Olsen, Phys. Lett. **12**, 350 (1964).
13. L. Piekenbrock, F. Oppenheimer, Phys. Rev. Lett. **12**, 625 (1964).
14. В. Ф. Вишневский, Ду Юань-цай, В. И. Мороз, А. В. Никитин, Ю. А. Троян, Цзян Шао-цзюнь, Чжан Вэнь-юй, Б. А. Шахбазян, Янь У-гуан, ЯФ **3**, 697 (1966).
15. D. Cline, R. March, M. Sheaff, Phys. Lett. **25B**, 446 (1967).
16. A. Deloff, Fortschr. Phys. **17**, 129 (1969).
17. W. Gajewski, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, D. Harmsen, R. Levi Setti, M. Raymund, J. Zakrzewski, D. Stanley, D. H. Davis, E. R. Fletcher, J. E. Allen, V. A. Bull, A. P. Conway, P. V. March, Nucl. Phys. **B1**, 105 (1967).
18. G. Bohm, J. Klabuhn, U. Krecker, F. Wysotski, G. Coremans, W. Gajewski, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, D. O'Sullivan, D. Stanley, D. H. Davis, E. R. Fletcher, S. P. Lovell, N. C. Roy, J. H. Wickens, A. Filipkowski, K. Garbowska-Pniewska, T. Pniewski, E. Skrzypczak, T. Sobczak, J. E. Allen, V. A. Bull, A. P. Conway, A. Fishwick, P. V. March, Nucl. Phys. **B4**, 511 (1968).
19. D. M. Harmsen, Phys. Rev. Lett. **19**, 1186, 1409 (1967).
20. G. Coremans, W. Gajewski, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, D. H. Davis, J. H. Wickens, Nucl. Phys. **B4**, 580 (1968).
21. B. Bhowmik, T. Chand, D. V. Chopra, D. P. Goyal, Phys. Rev. **146**, 703 (1966).
22. C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, D. Stanley, P. Allen, D. H. Davis, E. R. Fletcher, D. A. Carbutt, M. A. Shaukat, J. E. Allen, V. A. Bull, A. P. Conway, P. V. March, Nuovo Cimento **43A**, 180 (1966).
23. K. N. Chaudhari, S. N. Ganguli, N. K. Rao, M. S. Swami, A. Gurtu, J. M. Kohli, M. B. Singh, Proc. Ind. Acad. Sci. **68A**, 228 (1968).
24. D. T. Goodheat, D. A. Evans, Nucl. Phys. **B2**, 121 (1967).
25. B. Bhowmik, T. Chand, D. V. Chopra, Nuovo Cimento **59A**, 309 (1969).
26. J. Klabuhn, U. Krecker, G. Coremans, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, D. Stanley, D. H. Davis, J. H. Wickens, A. Filipkowski, W. Gajewski, T. Pniewski, J. E. Allen, Nucl. Phys. **B12**, 336 (1969).
27. R. H. Dalitz, S. Liu, Phys. Rev. **116**, 1312 (1959).
28. D. E. Overseth, R. F. Roth, Phys. Rev. Lett. **19**, 391 (1967).
29. Дж. Блатт, В. Вайскопф, Теоретическая ядерная физика, М., ИЛ, 1954, стр. 50.
30. R. C. Herndon, Y. C. Tang, Phys. Rev. **153**, 1091 (1967).
31. R. C. Herndon, Y. C. Tang, Phys. Rev. **159**, 853 (1967).
32. R. C. Herndon, Y. C. Tang, Phys. Rev. **165**, 1093 (1968).
33. B. W. Downs, R. H. Dalitz, Phys. Rev. **110**, 958 (1958).
34. A. R. Bodmer, Phys. Rev. **141**, 1387 (1966).
35. A. D. Jackson, A. Lande, R. U. Sauer, Phys. Lett. **30B**, 233 (1969).
36. Б. А. Хрылин, ЯФ **13**, 492 (1971).
37. Y. C. Tang, Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 276.
38. H. Weitzner, Phys. Rev. **110**, 593 (1958).
39. R. K. Bhaduri, B. A. Loiseau, Y. Nogami, Ann. Phys. (N.Y.) **44**, 57 (1967).
40. Y. Nogami, Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 244.
41. R. Schrils, L. D. Buxton, Nuovo Cimento **54B**, 267 (1968).
42. B. W. Downs, R. H. Dalitz, Phys. Rev. **114**, 593 (1959).
43. B. W. Downs, P. J. Phyllips, Nuovo Cimento **41A**, 374 (1966).
44. A. Gal, Phys. Rev. **152**, 975 (1966).
45. S. G. Shah, S. P. Pandya, Prog. Theor. Phys. **27**, 837 (1962).
46. T. Kohmura, Prog. Theor. Phys. **34**, 956 (1965).
47. B. A. Loiseau, Nucl. Phys. **B9**, 169 (1969).
48. L. D. Buxton, R. Schrils, Nuovo Cimento **59B**, 218 (1969).
49. G. Bhamathi, S. Indumathi, Nucl. Phys. **54**, 161 (1964).
50. &. Bhamathi, I. Seshadri, Nucl. Phys. **76**, 625 (1966).

51. L. H. Schick, A. J. Toepfer, Phys. Rev. **170**, 946 (1968).
52. М. В. Жуков, Б. А. Хрылин, ЯФ **9**, 507 (1969).
53. A. J. Toepfer, Nuovo Cimento **61A**, 761 (1969).
54. B. F. Gibson, A. Goldberg, M. S. Weiss, Phys. Rev. **181**, 1486 (1969).
55. Б. Ахмаджаев, В. Б. Беляев, Е. Вжецционко, Письма ЖЭТФ **10**, 557 (1969).
56. J. Law, M. R. Gunye, R. K. Bhaduri, Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 333.
57. P. Vilain, G. Wilquet, J. Sacton, D. M. Harmsen, D. H. Davis, J. H. Wickens, W. Gajewski, Nucl. Phys. **B13**, 451 (1969).
58. A. R. Bodmer, S. Ali, Nucl. Phys. **56**, 657 (1964).
59. R. C. Herndon, Y. C. Tang, Phys. Rev. **149**, 753 (1966).
60. S. K. Monga, Phys. Rev. **160**, 846 (1967).
61. G. Willain, Nucl. Phys. **81**, 585 (1966).
62. J. M. Murphy, A. R. Bodmer, Nucl. Phys. **83**, 673 (1966).
63. A. R. Bodmer, J. M. Murphy, Nucl. Phys. **73**, 664 (1965).
64. A. R. Bodmer, J. M. Murphy, Nucl. Phys. **64**, 593 (1965).
65. D. M. Brink, M. E. Crypeos, Nucl. Phys. **80**, 681 (1966).
66. R. Herndon, Y. Tang, E. Schmid, Phys. Rev. **137**, 294 (1965).
67. T. H. Ho, A. B. Volkov, Phys. Lett. **30B**, 303 (1969).
68. A. Gal, Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 348.
69. J. D. Walecka, Nuovo Cimento **16**, 342 (1960).
70. J. Lagnaux, T. Lemonne, J. Sacton, E. Fletcher, D. O'Sullivan, T. Shah, A. Tompson, P. Allen, D. Davis, S. Heenan, A. Montwill, J. Allen, D. Garbutt, V. Bull, P. March, M. Yaseen, T. Pniewski, J. Zakrzewski, Nucl. Phys. **60**, 97 (1964).
71. J. Lemonne, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, D. Stanley, P. Allen, D. Davis, E. Fletcher, D. Garbutt, M. Shaukat, J. Allen, V. Bull, A. Conway, P. March, Phys. Lett. **18**, 354 (1965).
72. Y. Prakash, S. P. Goel, Nuovo Cimento **51A**, 340 (1967).
73. D. P. Goyal, Nucl. Phys. **83**, 639 (1966).
74. B. Ram, W. Williams, Phys. Lett. **31B**, 49 (1970).
75. A. R. Bodmer, S. Sampanthar, Nucl. Phys. **31**, 251 (1962).
76. B. W. Downs, W. E. Ware, Phys. Rev. **133B**, 134 (1964).
77. B. Ram, B. W. Downs, Phys. Rev. **133B**, 420 (1964).
78. B. Ram, Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 912.
79. J. Dabrowski, M. J. M. Hassan, ibid., p. 776.
80. A. R. Bodmer, D. M. Rote, ibid., p. 521.
81. J. Dabrowski, H. S. Köhler, Phys. Rev. **136B**, 162 (1964).
82. B. W. Downs, M. E. Grypeos, Nuovo Cimento **44B**, 306 (1966).
83. M. E. Grypeos, L. P. Kok, S. Ali, Nucl. Phys. **B4**. 335 (1968).
84. G. Mueller, J. W. Clark, Nucl. Phys. **B7**, 227 (1968).
85. G. Mueller, J. W. Clark, Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 598.
86. J. Pniewski, M. Danysz, Phys. Lett. **1**, 143 (1962).
87. L. R. B. Elton, Phys. Lett. **5**, 96 (1963).
88. J. Law, Nuovo Cimento **38**, 807 (1965).
89. M. A. K. Lodhi, Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 896.
90. M. Rayet, ссылка [4] в [91].
91. R. H. Dalitz, A. Gal, Nucl. Phys. **B1**, 1 (1967).
92. J. Pniewski, Z. Szymanski, D. H. Davis, J. Sacton, Nucl. Phys. **B2**, 317 (1967).
93. D. H. Davis, J. Sacton, Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 159.
94. M. Danysz, K. Carbowska, J. Pniewski, T. Pniewski, J. Zakrzewski, E. R. Fletcher, J. Lemonne, R. Renard, J. Sacton, W. T. Toner, D. O'Sullivan, T. P. Shah, A. Thompson, P. Allen, M. J. Beniston, D. H. Davis, D. A. Garbutt, V. A. Bull, R. C. Kumar, P. V. March, Sr. M. Heeran, A. Montwill, J. E. Allen, Phys. Rev. Lett. **11**, 29 (1963), Nucl. Phys. **49**, 121 (1963).
95. D. J. Prouse, Phys. Rev. Lett. **17**, 782 (1966).
96. В. А. Филимонов, УФН **92**, 535 (1967).
97. J. J. de Swart, Phys. Lett. **5**, 58 (1963).
98. A. Deloff, J. Wrzecionko, Nuovo Cimento **34**, 1195 (1964).
99. M. Rimpault, R. Ving Mau, Nuovo Cimento **35**, 85 (1965).
100. B. W. Downs, R. J. Phillips, Nuovo Cimento **36**, 120 (1965).
101. S. Bose, H. C. Khare, Nuovo Cimento **36**, 805 (1965).

102. R. H. Dalitz, Phys. Lett. **5**, 53 (1963).
103. R. H. Dalitz, G. Rajasekaran, Nucl. Phys. **50**, 450 (1964).
104. A. Bodmer, S. Ali, Phys. Rev. **138B**, 644 (1965).
105. Y. C. Tang, R. C. Herndon, Phys. Rev. **138B**, 637 (1965).
106. Y. C. Tang, R. C. Herndon, Nuovo Cimento **46B**, 117 (1966).
107. K. Monga, A. N. Mitra, Nuovo Cimento **42A**, 1004 (1966).
108. S. Ali, A. R. Bodmer, Nuovo Cimento **50A**, 511 (1967).
109. S. Ali, L. P. Kok, Nucl. Phys. **B3**, 547 (1967).
110. S. Ali, L. P. Kok, M. E. Grypeos, Phys. Rev. **171**, 1203 (1968).
111. K. Ananthanarayanan, Nuovo Cimento **55B**, 419 (1968).
112. H. Nakamura, Prog. Theor. Phys. **30**, 84 (1963).
113. P. S. Damle, S. N. Biswas, Nuovo Cimento **32**, 381 (1964).
114. G. Alexander, A. Gal, A. Gersten, Nucl. Phys. **B2**, 1 (1967).
115. U. Lynen, Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 193.
116. G. R. Burleson, ibid., p. 639.
117. К. Нишиджима, Фундаментальные частицы, М., «Мир», 1965, стр. 309.