

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ГИПЕРЯДЕР

Л. Н. Богданова

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

В. Е. Маркушин

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Дан обзор современного состояния теоретических и экспериментальных исследований возбужденных состояний гиперядер. Рассмотрены механизм образования гиперядер в реакции (K^- , π^-), влияние кинематических условий на характер возбуждений и основные особенности сечений рождения гиперядер при небольших переданных импульсах. Гиперон-ядерное и остаточное ΛN -взаимодействия анализируются в модели частично-дырочных возбуждений и в многочастичной модели оболочек. Обсуждается статус приближения слабой связи. Рассматриваются свойства низколежащих уровней легких Λ -гиперядер. Представлены различные подходы к описанию структуры странных аналоговых состояний. Рассмотрены сильные распады Λ -гиперядер и связанные с ними эффекты нуклонного ассоциирования. Обсуждается проблема $\Sigma\Lambda$ -конверсии Σ -гиперядер.

The modern status of the theoretical and experimental investigations of hypernuclear excited states is reviewed. The mechanism of hypernuclear production in the strangeness exchange reaction (K^- , π^-), the types of excitations depended on the kinematical conditions, and the main features of hypernuclear production cross sections are considered. The Λ -nuclear and residual ΛN interactions are studied in the particle-hole excitations model and in the many-body shell model. The validity of the weak coupling model is examined. The properties of the low-lying levels are considered. The structure of the strangeness analogue states is described. The strong decays of hypernuclei and related nucleons' association effects are regarded. The problem of $\Sigma\Lambda$ conversion of Σ -hypernuclei is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование гиперядер — ядерноподобных систем, состоящих из нуклонов и гиперонов, началось с пионерской работы Даныша и Пневского, которые экспериментально указали на существование связанного состояния Λ -гиперона и ядра [1]. Около 20 лет изучение индивидуальных событий образования гиперядер при захвате оставившихся K^- -мезонов ядрами фотоэмульсии и их слабых распадов оставалось наиболее результативным направлением гиперядерной физики. Были идентифицированы свыше 20 основных состояний легких гиперядер (см. табл. 1), определены их энергии связи и в некоторых случаях квантовые числа и времена жизни [2—4], а также открыты двойные Λ -гиперядра [5]. Экспериментальные данные по основным состояниям гиперядер как уникальный источник информации о гиперон-нуклонном взаимодействии неоднократно подверга-

Таблица 1. Энергии связи основных состояний Λ -гиперядер [2]

${}^A_{\Lambda}Z$	B_{Λ} , МэВ	${}^A_{\Lambda}Z$	B_{Λ} , МэВ	${}^A_{\Lambda}Z$	B_{Λ} , МэВ
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	$0,13 \pm 0,05$	${}^8_{\Lambda}\text{Li}$	$6,80 \pm 0,03$	${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$	$8,89 \pm 0,12$
${}^4_{\Lambda}\text{H}$	$2,04 \pm 0,04$	${}^9_{\Lambda}\text{Li}$	$8,53 \pm 0,15$	${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$	$10,24 \pm 0,05$
${}^4_{\Lambda}\text{He}$	$2,39 \pm 0,03$	${}^7_{\Lambda}\text{Be}$	$5,16 \pm 0,08$	${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$	$11,37 \pm 0,06$
${}^5_{\Lambda}\text{He}$	$3,12 \pm 0,02$	${}^8_{\Lambda}\text{Be}$	$6,84 \pm 0,05$	${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$	$10,76 \pm 0,19$
${}^6_{\Lambda}\text{He}$	$4,18 \pm 0,10$	${}^9_{\Lambda}\text{Be}$	$6,71 \pm 0,04$	${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$	$11,69 \pm 0,12$
${}^8_{\Lambda}\text{He}$	$7,16 \pm 0,70$	${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$	$9,41 \pm 0,22$	${}^{14}_{\Lambda}\text{C}$	$12,17 \pm 0,33$
${}^7_{\Lambda}\text{Li}$	$5,58 \pm 0,03$	${}^9_{\Lambda}\text{B}$	$7,88 \pm 0,15$	${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$	$13,59 \pm 0,15$

лись теоретической обработке (этот этап исследований подробно освещен в обзоре Гала [3]). Основной результат, который был при этом получен, касается свойства насыщения гиперон-ядерных сил (см. [3, 6]). В конце концов стало очевидным, что данных по основным состояниям гиперядер недостаточно для решения столь сложных задач как выбор наиболее гибкой модели гиперядра и определение наилучшей параметризации гиперон-ядерного взаимодействия*.

Таким образом, дальнейший прогресс гиперядерной физики был немислим без систематического изучения возбужденных состояний гиперядер. Этот вопрос рассматривался уже в конце 50-х годов, но решение его сдерживалось ограниченными возможностями эмульсионной техники. Тем не менее в 1962 г. появились экспериментальные данные, указывающие на возможность существования долгоживущего изомера ${}^3_{\Lambda}\text{He}$ [7] — возбужденного состояния гиперядра ${}^3_{\Lambda}\text{He}$, обладающего весьма малой скоростью радиационного перехода в основное состояние, сравнимой со скоростью слабого распада. В конце 60-х годов возбужденное состояние гиперядра ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ было обнаружено в реакции (K^- , π^-) на углероде с использованием оставшихся каонов и техники эмульсий [8].

Систематическое изучение гиперядерных возбуждений началось с экспериментов по гамма-спектроскопии гиперядер, первые результаты которых были опубликованы в начале 70-х годов [9]. В таких экспериментах были открыты возбужденные состояния s -оболочечных гиперядер ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, а также зарегистрированы γ -переходы в p -оболочечных гиперядрах [10—14].

В это же время появились детальные расчеты спектров низколежащих возбуждений легких гиперядер. Первый подробный анализ

* Когда сечения низкоэнергетического Λp -рассеяния были впервые измерены в пузырьковой камере, выяснилось, что параметры гиперон-нуклонного взаимодействия, полученные ранее из гиперядер, полностью неверны [3].

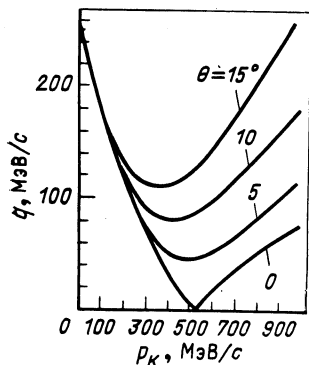


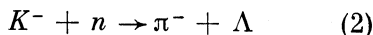
Рис. 1. Зависимость импульса q , передаваемого Λ -гиперону в реакции (K^-, π^-) на неподвижном нейтроне, от импульса каона p_K для различных углов вылета пиона θ

p -оболочечных гиперядер в рамках модели оболочек с промежуточной связью был выполнен Галом, Сопером и Далицем [15, 16].

Качественно новый этап в гиперядерной физике наступил с появлением обширных экспериментальных данных по возбужденным состояниям гиперядер, образующихся в реакции (K^-, π^-) на пучках медленных каонов. Использовать для генерации гиперядер пучки медленных каонов предложил в 1963 г. М. И. Подгорецкий [17], заметивший, что в реакции обмена странностью



могут достигаться условия так называемой безотдачной (recoilless) кинематики, когда импульс, передаваемый от каона к пиону, мал по сравнению с фермиевским импульсом нуклонов в ядре $q_F = 250$ МэВ/с. В результате когерентного взаимодействия должны с большой вероятностью образовываться гиперядра, отличающиеся от ядра мишени заменой одного из нейтронов Λ -гипероном. Условия, благоприятные для когерентного рождения гиперядер, легко устанавливаются из кинематических соотношений для элементарной реакции



на неподвижном нейтроне. На рис. 1 показана зависимость переданного импульса $q = |\mathbf{p}_K - \mathbf{p}_\pi|$ от импульса каона p_K при разных углах вылета пиона θ в л. с. к.

Существует критический импульс $p_K = 530$ МэВ/с, при котором q обращается в нуль для $\theta = 0^\circ$ (для реакции на ядре критический импульс имеет близкое значение).

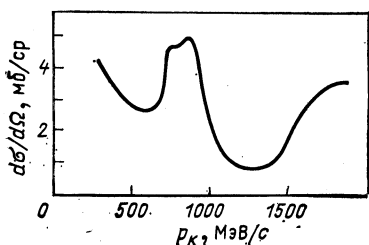


Рис. 2. Зависимость дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega|_{\theta=0^\circ}$ реакции $K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$ от импульса каона p_K (л. с. к.) [18]

Если принять также во внимание энергетическую зависимость сечения перезарядки $d\sigma/d\Omega$ реакции (2) (см. рис. 2), то становится понятным, что наиболее благоприятные условия для безотдачного рождения гиперядер осуществляются при импульсах каонного пучка $p_K = 0,5 \div 1$ ГэВ/с и углах вылета пиона $\theta = 0 \div 15^\circ$. Соответствующие экспериментальные возможности появились в середине 70-х годов в ЦЕРНе [19—23] и несколько позднее в БНЛ [24].

На формирование представлений о структуре гиперядерных состояний, образующихся при когерентном взаимодействии K^- -мезонов с ядрами, оказали сильное влияние идеи сакатовской $SU(3)$ -симметрии. Продуктом слияния их с ядерным феноменом аналоговых состояний явилась концепция странного аналогового состояния (САС). Это понятие было введено в 1971 г. Керманом и Липкином [25, 26] на основании следующих рассуждений. Низколежащие состояния Λ -гиперона и нуклона в ядре имеют близкие по форме волновые функции, и если принять в первом приближении, что расстояния между одночастичными гиперонными и нуклонными уровнями одинаковы, то волновые функции ядер и гиперядер уместно классифицировать по неприводимым представлениям сакатовской $SU(3)$ -симметрии. Гиперядерные состояния ${}^A_\Lambda Z$, принадлежащие тому же представлению, $SU(3)$, что и основное состояние ${}^A Z_{gs}$, были названы САС. Волновая функция САС получается при этом из волновой функции ${}^A Z_{gs}$ действием оператора понижения полного U -спина:

$$|{}^A_\Lambda Z_{SAS}\rangle = (A - Z)^{-1/2} \hat{U}^- |{}^A Z_{gs}\rangle; \quad (3)$$

$$\hat{U}^- = \int d^3x \hat{\psi}_\Lambda^+(x) \hat{\psi}_n(x) = \sum_{nljm} \hat{b}_\Lambda^+(nljm) \hat{a}_n(nljm). \quad (4)$$

Здесь \hat{b}_Λ^+ , $\hat{\psi}_\Lambda^+(x)$ и \hat{a}_n , $\hat{\psi}_n(x)$ — соответствующие операторы рождения Λ -гиперона и уничтожения нейтрона; второе равенство в (4) предполагает идентичность гиперонных и нейтронных одночастичных волновых функций для оболочечных состояний $(nljm)$.

Переход, осуществляемый оператором \hat{U}^- , как было отмечено Фешбахом и Керманом [27], физически реализуется в реакции (K^- , π^-) при малых передачах импульса, когда амплитуды элементарных процессов (2) складываются когерентно [17]. В итоге возникла первоначальная версия САС, согласно которой ожидалось, с учетом снятия вырождения по полному изоспину T , что в когерентном рождении гиперядер на ядре-мишени с $T \neq 0$ будут доминировать два мощных пика, отвечающих САС с $T = T \pm 1/2$.

Подобные рассуждения встретили, однако, возражения, вызванные тем обстоятельством, что расстояния между одночастичными уровнями Λ -гиперона и нуклона в ядре не совпадают [28—30]. При этом к собственным состояниям гиперядерного гамильтониана будут ближе скорее состояния вида $\sum_m \hat{b}_\Lambda^+(nljm) \hat{a}_n(nljm) |{}^A Z_{gs}\rangle$, чем

состояния (3). Такая трактовка САС, согласно которой когерентность переходов $n \rightarrow \Lambda$ реализуется при образовании гиперядер в пределах одной оболочки, была предложена Хюфнером и др. [29—31] и впоследствии получила экспериментальное подтверждение.

Таким образом, вопросы гиперядерной структуры оказались тесно связанными с механизмом образования гиперядер в реакции (K^- , π^-), так как без твердого понимания последнего невозможно сколь-нибудь надежная интерпретация гиперядерных возбуждений. Механизм генерации гиперядер в реакции (K^- , π^-) был подробно исследован Хюфнером, Ли и Вайденомюллером [29], которые показали, что условие малости передаваемого импульса предопределяет доминирование однократного обмена странностью, и предложили, учитывая сильное поглощение мезонов ядром, использовать импульсное приближение с искаженными волнами.

В середине 70-х годов группой Гейдельберг — Сакле — Страсбург в ЦЕРНе были получены спектры возбуждений гиперядер $^{12}_\Lambda\text{C}$, $^{16}_\Lambda\text{O}$, $^{32}_\Lambda\text{S}$ и $^{40}_\Lambda\text{Ca}$, подтверждающие существование когерентных переходов на отдельных оболочках [32—34]. Вместе с тем оказалось, что даже при небольших переданных импульсах ($q \simeq 70$ МэВ/с) когерентные переходы не исчерпывают всего спектра конечных состояний. Как показали Далиц и Гал, для его описания необходимо учесть так называемые квазисвободные переходы, когда образующийся Λ -гиперон занимает состояние, отличное от того, в котором находился начальный нейтрон [35]. В противоположность реакциям (e , $e\bar{p}$) и (p , $2p$) квазисвободные переходы в реакции (K^- , π^-) существенны уже при импульсах заметно меньших фермиевского, так как на конечные состояния Λ -гиперона не распространяется запрет, связанный с принципом Паули. С ростом q и увеличением массы ядра-мишени роль квазисвободных переходов по отношению к когерентным (квазиупругим) переходам возрастает.

Прогресс в экспериментальной области, связанный с совершенствованием каонных пучков и детекторов, позволил получать в реакции (K^- , π^-) спектры гиперядер с энергетическим разрешением порядка 1 МэВ, при котором различима структура отдельных уровней, возбуждающихся не только в квазиупругих переходах, а также исследовать зависимости сечений образования различных состояний гиперядра от переданного импульса q [23, 36]. Таким образом, гиперядерная спектроскопия получила твердое основание, позволяющее устанавливать с известной степенью определенности вид гиперон-ядерного и гиперон-нуклонного взаимодействий [37—39]. Развитие гиперядерных моделей достигло при этом такого уровня, на котором можно ставить вопрос об использовании гиперядерных данных для изучения структуры обычных ядер и связи эффективных взаимодействий частица — ядро с фундаментальными барион-барионными взаимодействиями [39—42].

В настоящей статье дан обзор теоретических и экспериментальных исследований возбужденных состояний гиперядер. В послед-

ние годы на эту тему появился ряд работ: как обзоров [23, 43—45], так и обзорных докладов на различных конференциях [36—39, 42]. Тем не менее представляется своевременным такое изложение вопроса, при котором основной акцент переносится с новизны отдельных результатов и технических деталей на внутреннюю целостность развития моделей и методов гиперядерной физики.

В разд. 1 рассматривается механизм образования гиперядер в реакции (K^- , π^-) при малых переданных импульсах. Основное внимание здесь уделяется возникновению характерных для заданных кинематических условий корреляций между гиперонными и ядерными возбуждениями. Разд. 2 посвящен анализу структуры гиперядер в приближении заполненных оболочек и основным особенностям взаимодействия Λ -гиперон — ядро. В разд. 3 в рамках многочастичной модели оболочек рассмотрены низколежащие возбуждения легких Λ -гиперядер. В разд. 4 обсуждается структура САС, образующихся в реакции (K^- , π^-) на ядрах $1p$ -оболочки. Рассмотрены такие вопросы, как использование трансляционно-инвариантной модели оболочек для описания легких гиперядер, супермультиплетная структура САС, статус приближения слабой связи и основные закономерности сильных распадов гиперядер, а также альтернативные подходы, основанные на использовании сакатовской $SU(3)$ -симметрии и модели нуклонных ассоциаций. В разд. 5 представлены примеры анализа остаточного ΛN -взаимодействия с использованием детальной информации о спектрах возбуждения легких гиперядер. Разд. 6 посвящен Σ -гиперядрам и проблеме $\Sigma - \Lambda$ -конверсии.

В заключение вводного раздела остановимся на приближении слабой связи (ПСС), к которому в дальнейшем мы неоднократно будем обращаться. В основе ПСС лежит предположение о том, что влияние Λ -гиперона на нуклонный остов мало и волновая функция гиперядра ${}^A_\Lambda Z$ имеет вид прямого произведения волновых функций ядерного кора ${}^{A-1}Z$ в состоянии с энергией E , полным моментом J_N , четностью π и изоспином T и Λ -гиперона, движущегося в среднем поле ядра

$$|{}^A_\Lambda Z, J\rangle = [|{}^{A-1}Z, E, J_N^\pi, T\rangle \otimes |(nlj)_\Lambda]_{J=J_N+J}. \quad (5)$$

При анализе экспериментальных данных ПСС является весьма удобным начальным приближением, так как требует минимальных сведений о структуре нуклонного остова и часто позволяет получить не только качественное, но и количественное описание гиперядерных спектров. Отклонения от предсказаний ПСС представляют особый интерес, поскольку они связаны со смешиванием функций нулевого приближения (5) и, следовательно, служат важным источником информации о гиперон-нуклонном взаимодействии.

1. ОБРАЗОВАНИЕ ГИПЕРЯДЕР В РЕАКЦИИ (K^- , π^-)

Возможность генерации гиперядер в контролируемых условиях является большим достоинством реакции (K^- , π^-): при специальном выборе кинематики (большой импульс налетающего каона и малая передача импульса от K^- к π^- -мезону) доминирует одноступенчатый механизм обмена странностью, при котором один из нейтронов заменяется Λ -гипероном с минимальным возмущением движения остальных нуклонов ядра. По мере накопления экспериментальной информации выяснилось, что спектры возбуждения легких гиперядер в реакции ${}^AZ(K^-, \pi^-) {}^AZ$ допускают во многих случаях простую интерпретацию в рамках приближения слабой связи, когда гиперонные и ядерные степени свободы (движение гиперона в поле недеформированного нуклонного остова и возбуждение ядерного кора) в волновой функции гиперядра факторизуются. Одноступенчатый механизм обмена странностью обеспечивает определенную корреляцию между гиперонными и ядерными возбуждениями, которая существенно используется при интерпретации экспериментальных данных [23].

Амплитуда реакции (K^- , π^-) в борновском приближении с искаженными волнами. Анализируя механизм образования гиперядер в реакции (K^- , π^-) при малых переданных импульсах, Хюфнер и др. [29] дали обоснование применения борновского приближения с искаженными волнами (БПИВ). Следуя работе [46], рассмотрим стандартный вывод формулы для амплитуды реакции (1).

При больших импульсах начального каона и конечного пиона и малом угле вылета пиона применимо глауберовское приближение [47], и амплитуда образования гиперядра AZ в состоянии $|f\rangle$ может быть записана в виде

$$M_{if} = \int d^2b e^{iqb} \langle f | \Gamma(\mathbf{b}) | i \rangle. \quad (6)$$

Здесь $|i\rangle$ — начальное состояние ядра-мишени, $\mathbf{q} = \mathbf{p}_\pi - \mathbf{p}_K$ — переданный импульс. Функция профиля $\Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_A)$, зависящая от прицельного параметра \mathbf{b} и координат нуклонов ядра-мишени $\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_A$, выражается через функции профиля бинарных процессов $K^-N \rightarrow K^-N$, $K^-n \rightarrow \pi^- \Lambda$ и $\pi^-N \rightarrow \pi^-N$:

$$\Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_A) = \sum_{n=1}^A \prod_{i=1}^{n-1} (1 - \Gamma_K(\mathbf{b} - \mathbf{x}_i)) \times \\ \times \Gamma_{K\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{x}_n) \prod_{j=n+1}^A (1 - \Gamma_\pi(\mathbf{b} - \mathbf{x}_j)).$$

Функции профиля Γ_K , $\Gamma_{K\pi}$, Γ_π связаны с соответствующими амплитудами элементарных реакций f_K , $f_{K\pi}$, f_π формулой

$$\Gamma(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi i k} \int d^2q e^{-iqb} f(\mathbf{q}),$$

где k — импульс начальных частиц в с. ц. м.

Так как рассматриваемые значения q малы по сравнению с импульсом, характеризующим масштаб существенного изменения амплитуд f_π и f_h ($q_c \sim 1$ ГэВ/с), зависимостью последних от q можно пренебречь:

$$f_{\pi(K)}(\mathbf{q}) = f_{\pi(K)}(0) = \frac{ik}{4\pi} \sigma_{\pi(K)} (1 + i\alpha_{\pi(K)}).$$

Здесь $\sigma_{\pi(K)}$ — полное сечение π^-N (K^-N)-взаимодействия, $\alpha_{\pi(K)} = -\operatorname{Re} f_{\pi(K)}(0)/\operatorname{Im} f_{\pi(K)}(0)$. В амплитуде перезарядки при малых q можно опустить спин-флиповый член, поскольку он обращается в нуль при коллинеарных импульсах каона и пиона.

Следующее приближение состоит в переходе к оптическому пределу при вычислении матричного элемента $\langle f | \Gamma(\mathbf{b}) | i \rangle$. После интегрирования по координатам всех нуклонов, за исключением одного, на котором происходит перезарядка $K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$, амплитуда приводится к виду

$$M_{if} = f_{K\pi} \int d^3x \langle f | \hat{u}(\mathbf{x}) | i \rangle \exp \left[i\mathbf{q}\mathbf{x} - \frac{\sigma_K}{2} (1 - i\alpha_K) \int_{-\infty}^z \rho(\mathbf{b}, z') dz' - \frac{\sigma_\pi}{2} (1 + i\alpha_\pi) \int_z^{+\infty} \rho(\mathbf{b}, z') dz' \right],$$

где $\hat{u}(\mathbf{x}) = \hat{\psi}_\Lambda^+(\mathbf{x}) \psi_n(\mathbf{x})$ — оператор, понижающий U -спин, т. е. переводящий нейтрон в Λ -гиперон; $\rho(\mathbf{b}, z) \equiv \rho(\mathbf{x})$ — нуклонная плотность. Полученный результат представляет собой амплитуду реакции (1) в борновском приближении с искаженными волнами [29]

$$M_{if} = f_{K\pi} \int d^3x \chi_{p\pi}^{(-)}(\mathbf{x}) \chi_{pK}^{(+)}(\mathbf{x}) \langle f | \hat{u}(\mathbf{x}) | i \rangle, \quad (7)$$

где волновые функции мезонов определяются формулой эйконала

$$\chi_p^{(\pm)}(\mathbf{x}) = \exp \left[\pm \left(i\mathbf{p}\mathbf{x} - \frac{1}{2} \sigma (1 \mp i\alpha) \int_{\mp\infty}^z \rho(\mathbf{b}, z') dz' \right) \right].$$

К формуле (7) можно прийти, не привлекая глауберовское приближение, при этом мезонные волновые функции определяются оптическими потенциалами мезон-ядерного взаимодействия [29, 48]. Такой подход используется, в частности, для описания реакции (K^- , π^-) «в покое» [29]. Точность БПИВ применительно к реакции (K^- , π^-) обсуждалась в [29, 48, 49]. Согласно [29, 49], поправки к дифференциальному сечению $d\sigma/d\Omega dE$, вычисленному в БПИВ, могут менять результат на несколько десятков процентов. Экспериментальные данные согласуются с расчетами в пределах этой оценки (см. разд. 2 и 5).

Когерентные и квазисвободные переходы. Рассмотрим структуру матричного элемента $\langle f | \hat{u}(\mathbf{x}) | i \rangle$ в модели оболочек. Действие опе-

ратора уничтожения нейтрона на вектор состояния ядра-мишени можно представить в виде

$$\hat{\psi}_n(\mathbf{x}) | i \rangle = \sum_{knlj} g_{nlj}^k \Psi_{nlj}(\mathbf{x}) | k \rangle, \quad (8)$$

где сумма берется по всем состояниям k ядра $A^{-1}Z$ и нейтронным оболочкам nlj (коэффициенты векторного сложения угловых моментов и изоспинов для простоты опущены); $\Psi_{nlj}(\mathbf{x})$ — волновые функции нейтронов в состоянии nlj ; g_{nlj}^k — коэффициенты генеалогической связи (спектроскопические амплитуды отделения нейтрона в состоянии nlj). Вектор состояния гиперядра возьмем в приближении слабой связи (5)

$$| f \rangle = | k_0 \rangle \otimes | (n_\Lambda l_\Lambda j_\Lambda) \rangle.$$

Таким образом, имеет место следующая формула:

$$\langle f | \hat{\psi}_n^\dagger(\mathbf{x}) \psi_n(\mathbf{x}) | i \rangle = \sum_{nlj} g_{nlj}^{k_0} \Psi_{nlj}(\mathbf{x}) \Phi_{n_\Lambda l_\Lambda j_\Lambda}^*(\mathbf{x}), \quad (9)$$

где $\Phi_{n_\Lambda l_\Lambda j_\Lambda}(\mathbf{x})$ — волновая функция Λ -гиперона в состоянии $(n_\Lambda l_\Lambda j_\Lambda)$. Чтобы проиллюстрировать роль различных членов в правой части (9), заменим для простоты волновые функции мезонов плоскими волнами. Тогда амплитуда M_{if} , определенная формулой (7), примет вид:

$$M_{if}(\mathbf{q}) = f_{K\pi} \sum_{LM} \sum_{nljm} g_{nlj}^{k_0} A_{if}(l, j, l_\Lambda, j_\Lambda, L) C_{iM_i L M}^{J_f M_f} Y_{LM}(\mathbf{q}/q) \times \\ \times \int_0^\infty R_{n_\Lambda l_\Lambda j_\Lambda}^{(\Lambda)}(r) j_L(qr) R_{nlj}^{(n)}(r) dr, \quad (10)$$

где $R_{nlj}^{(n)}$ и $R_{n_\Lambda l_\Lambda j_\Lambda}^{(\Lambda)}$ — радиальные волновые функции нейтрона и Λ -гиперона; $A_{if}(l, j, l_\Lambda, j_\Lambda, L)$ — коэффициент, возникающий при сложении угловых моментов и изоспинов, конкретный вид его для дальнейшего несуществен (более подробно см. [29, 50]). При $q = 0$ ненулевой вклад в правую часть (10) дают лишь члены с $L = 0$. Кроме того, отсутствие спин-флиповых компонент в амплитуде элементарной реакции ведет к равенству $j_\Lambda = j$. Такие переходы $n \rightarrow \Lambda$ ($l_\Lambda = l, j_\Lambda = j$) называются когерентными, или безотдачными, а также, по аналогии с упругим рассеянием на ядрах, квазиупругими; для указания оболочки, на которой происходит когерентный переход, используется обозначение $(nlj, (nlj)^{-1})_{\Lambda n}^+$. Вклад когерентных переходов в дифференциальное сечение образования гиперядра AZ пропорционален квадрату форм-фактора $F(q) = \int_0^\infty R_{nlj}^\Lambda(r) j_0(qr) \times \\ \times R_{nlj}^{(n)}(r) dr$ и падает с ростом переданного импульса.

Переходы, в результате которых Λ -гиперон занимает состояние с квантовыми числами $n_\Lambda l_\Lambda j_\Lambda$, отличными от квантовых чисел $n l j$ начального нейтрона, называются квазисвободными * и обозначаются $(n_\Lambda l_\Lambda j_\Lambda, (n l j)^{-1})_{\Lambda n}^L$. Величина $L = |1 - I_\Lambda|$ определяет характер q -зависимости вклада квазисвободного перехода в дифференциальное сечение образования гиперядра (см. ниже). Квазисвободные переходы напоминают неупругое рассеяние на ядрах, однако на конечный Λ -гиперон, в отличие от нуклона, не распространяется принцип Паули, и, следовательно, они могут конкурировать с когерентными при сравнительно небольших по отношению к q_F переданных импульсах.

Мезон-ядерное взаимодействие в начальном и конечном состояниях. Правило сумм для дифференциальных сечений реакций на угол 0° . Полные сечения K^-N - и π^-N -взаимодействий при импульсах 0,5—1 ГэВ/с имеют величину порядка нескольких десятков миллибарн, так что средняя длина пробега K^- и π^- в ядерной материи составляет около 2 фм. Таким образом, лишь нейтроны, лежащие в узком кольцевом слое вблизи поверхности ядра, эффективно участвуют в реакции обмена странностью. Рассмотрим дифференциальное сечение реакции (K^- , π^-) на угол 0° , проинтегрированное по всем конечным состояниям гиперядра

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\theta=0^\circ} = N_{\text{эф}} \frac{d\sigma_{K^-n \rightarrow \pi^- \Lambda}}{d\Omega}. \quad (11)$$

Величина $N_{\text{эф}}$ — полное эффективное число нейтронов — может быть вычислена теоретически с помощью правила сумм [35]. Последнее следует из формулы (7), если пренебречь слабой зависимостью p_π от энергии конечных состояний $|f\rangle$ и воспользоваться соотношением полноты для системы волновых функций гиперядра:

$$N_{\text{эф}} = \int d^3x \rho(x) |\chi_{p_\pi}^{(-)}(x) \chi_{p_K}^{(+)}(x)|^2. \quad (12)$$

При использовании эйконального приближения для мезонных волновых функций формула (12) принимает вид:

$$N_{\text{эф}} = \frac{N}{A} \int d^2b (\sigma_\pi - \sigma_K)^{-1} [\exp(-\sigma_K T(\mathbf{b})) - \exp(-\sigma_\pi T(\mathbf{b}))],$$

* Понятие квазисвободного взаимодействия в реакции (K^- , π^-) было предложено Далицем и Галом [35] в качестве простой интерпретации колоколообразной формы («hump») энергетической зависимости сечения $d\sigma/d\Omega dE$ при больших энергиях возбуждения (выше области когерентных переходов). Используя модель ферми-газа для описания нуклонов ядра-мишени, они нашли связь средней передачи энергии в (K^- , π^-)-реакции с глубиной гиперон-ядерного потенциала U_Λ и переданным импульсом q . Поскольку при больших q квазисвободное взаимодействие доминирует, понятие «квазисвободный» приобрело смысл «альтернативный когерентному», в этом значении оно стало употребляться не только применительно к переходам в конечные состояния сплошного спектра, но и для характеристики переходов на дискретные и квазидискретные гиперядерные уровни.

где $T(\mathbf{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\mathbf{b}, z) dz$; $\int d^2b T(\mathbf{b}) = A$. В отсутствие поглощения, как и следовало ожидать, $N_{\text{эф}}$ равно полному числу нейтронов в ядре-мишени $N = A - Z$. Если положить $\sigma_{\pi} = \sigma_K = \sigma$, $N_{\text{эф}} = \frac{N}{A} \int d^2b T(\mathbf{b}) e^{-\sigma T(\mathbf{b})}$. Величина $N_{\text{эф}}$ вычислялась в работах [35, 48, 51, 52] и была измерена для ядер с $A = 6 \div 209$ группой Гейдельберг — Сакле — Страсбург [53]. Экспериментальные данные приведены в табл. 2 вместе с результатами расчета Бусси [52]; следует заметить, что хорошее согласие теории с экспериментом достигается только при использовании реалистических функций ядерной плотности $\rho(r)$.

Таблица 2. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ реакций (K^- , π^-) на ядрах AZ , для каонов с импульсом p_K , полные эффективные числа нейтронов $N_{\text{эф}}$ и эффективные числа нейтронов для когерентных переходов $N_{\text{эф}}^{\text{КОГ}}$

AZ	p_K , МэВ/c	Эксперимент [53]		Теория [52]	
		$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big _{\theta=0^\circ}$	$N_{\text{эф}}$	$N_{\text{эф}}$	$N_{\text{эф}}^{\text{КОГ}}$
${}^6\text{Li}$	790	$3,6 \pm 1,0$	$1,5 \pm 0,4$	1,50	1,16
${}^7\text{Li}$	720	$3,4 \pm 1,0$	$1,5 \pm 0,4$	1,58	1,14
${}^7\text{Li}$	790	$4,4 \pm 1,2$	$1,8 \pm 0,5$	1,58	1,14
${}^9\text{Be}$	720	$3,5 \pm 1,0$	$1,5 \pm 0,4$	1,86	1,28
${}^9\text{Be}$	790	$3,8 \pm 0,9$	$1,6 \pm 0,4$	1,86	1,28
${}^{12}\text{C}$	720	$3,8 \pm 1,0$	$1,7 \pm 0,4$	2,0 [35]	1,08
				1,67	
				2,2 [35]	
${}^{16}\text{O}$	720	$3,9 \pm 1,3$	$1,7 \pm 0,6$	1,80 [48]	1,21
				1,97	
				2,3 [35]	
${}^{27}\text{Al}$	720	$7,8 \pm 2,3$	$3,5 \pm 1,0$	2,35	1,10
${}^{32}\text{S}$	720	$5,6 \pm 1,6$	$2,5 \pm 0,7$	2,52	1,17
${}^{40}\text{Ca}$	790	$4,9 \pm 2,0$	$2,1 \pm 0,8$	2,8 [35]	1,04
				2,40	
				3,0 [35]	
${}^{51}\text{V}$	720	$3,0 \pm 1,4$	$1,3 \pm 0,6$	3,54 [48]	1,15
				2,70	
				3,91	
${}^{89}\text{Y}$	720	$4,8 \pm 3,9$	$2,1 \pm 1,7$	3,91	1,08
${}^{209}\text{Bi}$	640	$10,5 \pm 3,7$	$5,0 \pm 1,8$	7,00	1,01

Несмотря на то что учет мезон-ядерного взаимодействия существен при вычислении абсолютной величины сечения образования гиперядра, q -зависимости интенсивностей когерентных и квазисвободных переходов на внешних оболочках сохраняют качественные закономерности, установленные в приближении плоских волн для мезонных волновых функций (см. [46, 50]).

Основные особенности спектров возбуждения Λ -гиперядер в реакции (K^- , π^-) при малых переданных импульсах. Соотношение между квазиупругими и квазисвободными переходами. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega dE |_{\theta=0^\circ}$ реакции (1) на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{51}\text{V}$, ${}^{89}\text{Y}$, ${}^{209}\text{Bi}$ были измерены в ЦЕРНе группой Гейдельберг — Сакле — Страсбург (ГСС) [33, 34, 41, 53] и в БНЛ группой Карнеги-Меллон — МТИ — Хьюстон на ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{18}\text{O}$ [24] в широком интервале гиперядерных возбуждений E . На рис. 3 показаны экспериментальные данные по гиперядрам ${}^{12}\Lambda\text{C}$, ${}^{27}\Lambda\text{Al}$, ${}^{51}\Lambda\text{V}$, ${}^{209}\Lambda\text{Bi}$; для удобства сравнения все гиперядерные спектры приведены в единой шкале энергии перехода $M_{\text{Hy}} - M_A$ — разности масс гиперядра ${}^A_\Lambda\text{Z}$ и ядра-мишени AZ , а для каждого гиперядра указана энергия Λ -гиперона относительно основного состояния нуклонного остова $E_\Lambda = M_{\text{Hy}} - m_\Lambda - M_{A-1}$ (часто используется шкала энергии связи $B_\Lambda = -E_\Lambda$). В зависимости от импульса каонного пучка и массы образующегося гиперядра значение переданного импульса q находилось в пределах 50—80 МэВ/с.

Характерной особенностью представленных спектров является наличие в каждом из них пика при $M_{\text{Hy}} - M_A = 190 \div 196$ МэВ, особенно мощно этот пик проявляется в легких ядрах (${}^{12}\Lambda\text{C}$). Из сказанного выше следует, что эти пики должны соответствовать когерентным переходам на главной (заполненной или близкой к заполнению) внешней оболочке: $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ в случае ${}^{12}\Lambda\text{C}$, $(1d_{5/2}, 1d_{5/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ для ${}^{27}\Lambda\text{Al}$, $(1f_{7/2}, 1f_{7/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ для ${}^{51}\Lambda\text{V}$ и $(1i_{13/2}, 1i_{13/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ для ${}^{209}\Lambda\text{Bi}$. То, что соответствующие энергии перехода превышают разность масс Λ -гиперона и нейтрона $m_\Lambda - m_n = 176$ МэВ на значение $\Delta E = 14 \div 20$ МэВ, близкое к разности глубин потенциалов нуклон-ядерного и гиперон-ядерного взаимодействий ($U_N - U_\Lambda \simeq 20$ МэВ), подкрепляет такую интерпретацию. Как будет видно из дальнейшего, идентификация рассматриваемых пиков с когерентными переходами непосредственно подтверждается q -зависимостью их сечений возбуждения.

Согласно сказанному выше, в средних и тяжелых ядрах когерентные переходы на внутренних оболочках подавлены вследствие сильного поглощения мезонов ядром. Кроме того, гиперядерные состояния, образующиеся в результате когерентных переходов на внутренних оболочках, имеют сильно возбужденный нуклонный остов. Ширина их распада Γ^\downarrow вследствие перестройки ядерного кора определяется шириной соответствующего нейтронно-дырочного состояния ядра ${}^{A-1}\text{Z}$, которая быстро растет с увеличением A . Поэтому когерентные переходы на внутренних оболочках хорошо наблюдаются только в легких ядрах (см. ниже), в частности в спектре возбуждения ${}^{12}\Lambda\text{C}$ при $E_\Lambda \simeq 10$ МэВ заметен вклад когерентного перехода $(1s_{1/2}, 1s_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$.

Теоретически рассчитанные значения вклада когерентных переходов в $N_{\text{эф}}$ приведены в табл. 2 [52], на рис. 3 он показан штриховыми кривыми. Таким образом, эффективное число нейтронов, уча-

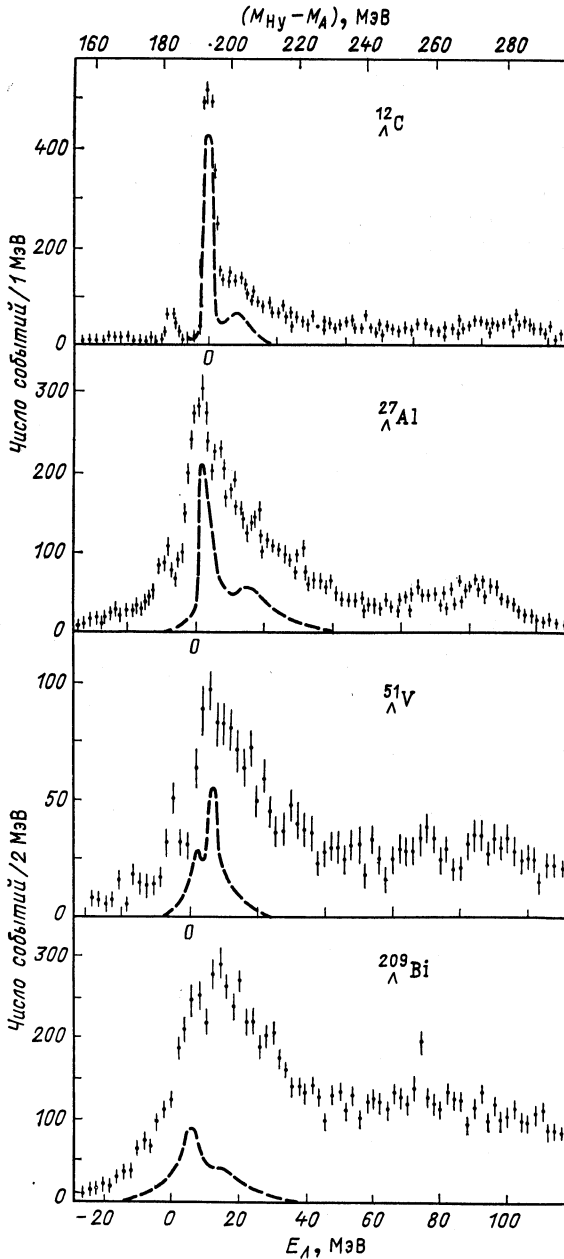


Рис. 3. Спектры возбуждения Λ -гиперядер в реакции (K^-, π^-) при $\theta = 0^\circ$ и $p_K = 720 \text{ МэВ}/c$ ($^{12}_\Lambda\text{C}$, $^{27}_\Lambda\text{Al}$, $^{51}_\Lambda\text{V}$), $p_K = 690 \text{ МэВ}/c$ ($^{209}_\Lambda\text{Bi}$) [53]. Штриховые кривые — вклад когерентных переходов

Рис. 4. Зависимость дифференциального сечения образования гиперядра ${}^1_{\Lambda}C$ от угла вылета пиона θ (переданного импульса q) для основного состояния (а) и пика с энергией возбуждения $E = 11$ МэВ (б) [24]:

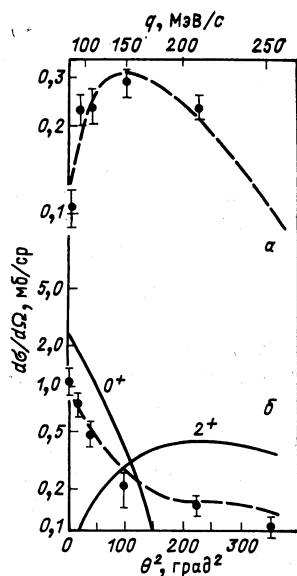
Штриховые кривые — результат теоретического расчета [54] (нормировка по экспериментальным данным); сплошные — вклады переходов $(1p, 1p^{-1})_{\Lambda n}^{0+, 2+}$

ствующих в квазиупругих переходах, близко к 1 и слабо зависит от A ; роль же квазисвободных переходов возрастает с ростом A , и в тяжелых ядрах даже при сравнительно малых q они доминируют над квазиупругими переходами [51, 52].

Определение квантовых чисел гиперядерных состояний из анализа q -зависимостей сечений их возбуждения. Спектр гиперядра ${}^1_{\Lambda}C$. Интерпретация резонансных структур в энергетической зависимости сечений реакции (K^-, π^-) предполагает определение квантовых чисел гиперядерных состояний, которое осложняется тем, что пики могут возникать в результате наложения нескольких переходов в различные гиперядерные состояния. Зависимость сечения $d\sigma/d\Omega dE$ от переданного импульса q является той характеристикой, исследование которой позволяет решить поставленную задачу. При этом немаловажно, что подобный анализ не требует детального знания гиперон-ядерного и гиперон-нуклонного взаимодействий и, следовательно, может предшествовать их подробному изучению.

Пример: спектр возбуждений гиперядра ${}^1_{\Lambda}C$ при $q = 70$ МэВ/с показан на рис. 3. Положение пика при $E_{\Lambda} = -11$ МэВ совпадает по энергии с основным состоянием ${}^1_{\Lambda}C$ (энергия связи $B_{\Lambda} = 10,8$ МэВ известна из эмульсионных экспериментов [2] *). Резонансу с минимальной энергией возбуждения должен соответствовать квазисвободный переход $(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}^{1-}$, следовательно, основное состояние ${}^1_{\Lambda}C$ имеет квантовые числа $J^{\pi} = 1^{-}$, так как для ${}^1_{\Lambda}C_{g.s.}$ $J^{\pi} = 0^{+}$. На рис. 4 результат теоретического расчета сечения $d\sigma/d\Omega$ [54] сравнивается с экспериментальными данными, полученными группой КМ — МТИ — Хьюстон в БНЛ [24]: с точностью до общего нормировочного множителя обе q -зависимости близки друг к другу.

Рассмотрим теперь пик при $E_{\Lambda} = 0$ МэВ, в котором, как отмечалось выше, при малых q доминирует квазиупругий переход $(1p_{3/2},$



* В модели слабой связи структура ${}^1_{\Lambda}C_{g.s.}$ имеет вид: ${}^1C_{g.s.} (3/2^-) \otimes (1s_{1/2})_{\Lambda}$, т. е. для полного углового момента и четности J^{π} можно ожидать значения 1^{-} или 2^{-} .

$1p_{3/2}^{-1}0^+$; образующееся гиперядерное состояние имеет квантовые числа $J^\pi = 0^+$. Экспериментальные данные по зависимости дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ от угла вылета пиона в области рассматриваемого пика действительно согласуются с теоретической кривой, рассчитанной для когерентного перехода (см. рис. 4), при $q \lesssim 150$ МэВ/с. С дальнейшим ростом переданного импульса резкое падение сечения сменяется более пологим. Анализ этого факта приводит к следующему выводу [24]: пик в области $E_\Delta = 0$ МэВ является результатом наложения когерентного перехода ($1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}0^+$ и квазисвободных переходов ($1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}2^+$ и ($1p_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1}2^+$. Квазисвободные переходы приводят к образованию двух гиперядерных состояний с квантовыми числами $J^\pi = 2^+$, расстояние между которыми меньше экспериментального разрешения (2 МэВ). (В модели слабой связи эти состояния имеют структуру $[^{11}\text{C}_{gs} \otimes (1p_{3/2})_\Delta]_{J^\pi=2^+}$ и $[^{11}\text{C}_{gs} \otimes (1p_{1/2})_\Delta]_{J^\pi=2^+}$.) Переход $0^+ \rightarrow 2^+$ требует изменения углового момента $L = 2$, и максимум его интенсивности достигается при $q \simeq 200$ МэВ/с (см. рис. 4). Таким образом, варьируя переданный импульс, можно менять относительные интенсивности возбуждения различных состояний. В случае ^{11}C удастся получить ограничения на расщепление близких уровней:

$$|E(2^+) - E(0^+)| < 0,42 \text{ МэВ};$$

$$|E(2_1^+) - E(2_2^+)| < 0,82 \text{ МэВ}.$$

Заметим, что вследствие малости спин-флипových членов в элементарной амплитуде (см. выше) переходы с ненатуральной четностью $\pi \neq (-1)^L$ подавлены, и поэтому переходы ($1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}1^+, 3^+$ и ($1p_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1}1^+$ не наблюдаются.

Спектры возбуждения легких гиперядер в реакции (K^-, π^-) при малых переданных импульсах в пределе слабой связи. Как следует из результатов, приведенных выше, в спектрах возбуждения легких ядер при малых переданных импульсах q доминируют когерентные переходы. Образующиеся гиперядерные состояния в пределе слабой связи имеют структуру

$$| \{ A^{-1}\text{Z}, J_N^\pi, \alpha \} \otimes | (nl)_\Delta \rangle]_{J=J_N+1A+s_\Delta},$$

где нуклонный остов $A^{-1}\text{Z} (J_N^\pi, \alpha)$ представляет собой нейтронно-дырочное $(nlj)_n^{-1}$ состояние ядра-мишени. Структурной характеристикой возбуждений $A^{-1}\text{Z}$ служат коэффициенты $g_{nlj}^{J_N, \alpha} = \langle A^{-1}\text{Z}, J_N, \alpha | \hat{a}_n (nlj) | A\text{Z}_{gs} \rangle$ [см. формулу (8)], возникающие при разложении волновой функции основного состояния ядра-мишени по полной системе функций дочернего ядра. Генеалогические свойства ядер $1p$ -оболочки хорошо изучены [55, 56]; они весьма подробно рассматривались в связи с реакциями квазиупругого выбивания ($p, 2p$), (p, d), (e, ep). Генеалогические коэффициенты, рассчитанные с реали-

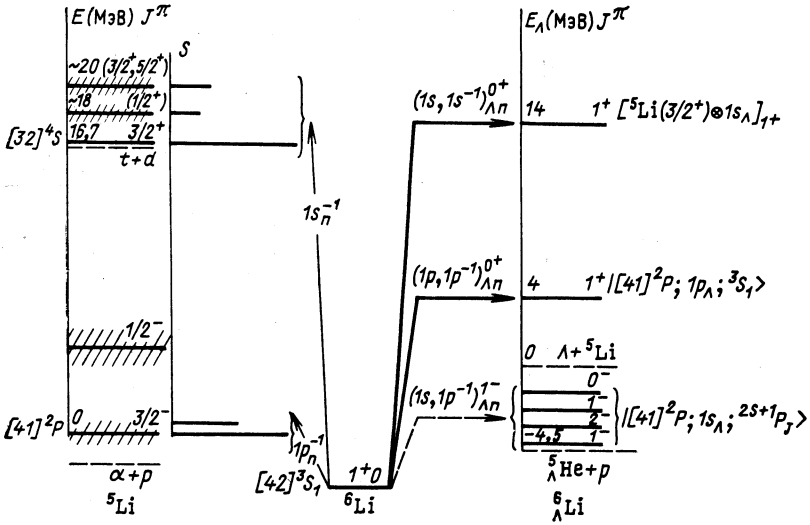


Рис. 5. Схемы генеалогической связи ${}^6\text{Li} \rightarrow n + {}^5\text{Li}$ и возбуждения гиперядра ${}^6_\Lambda\text{Li}$ в реакции (K^-, π^-) при малых q . Для нуклонных состояний указана схема Юнга и LS -структура доминирующей конфигурации $|[f]^{2S+1}L_J\rangle$, S — нейтронные спектроскопические факторы (отн. ед.)

стическими волновыми функциями, позволяют находить вероятности образования нуклонной дырки в разных оболочках и определять фрагментацию дырок, относящихся к определенным оболочкам. Степень корреляции спектра нейтронных дырочных уровней со структурой наблюдающихся гиперядерных возбуждений может служить критерием применимости приближения слабой связи. Таким образом, спектроскопия гиперядер оказывается тесно связанной с генеалогией ядерных состояний, — на важность этого обстоятельства впервые обратил внимание В. В. Балашов [40].

Рассмотрим в качестве примера реакцию ${}^6\text{Li} (K^-, \pi^-) {}^6_\Lambda\text{Li}$. Схема генеалогической связи ${}^6\text{Li} \rightarrow n + {}^5\text{Li}$ изображена на рис. 5. Генерация нейтронной дырки в $1p$ -оболочке ${}^6\text{Li}$ приводит с вероятностью $2/3$ к образованию основного состояния ${}^5\text{Li} (3/2^-)$ и с вероятностью $1/3$ состояния ${}^5\text{Li} (1/2^-)$. Расстояние между этими уровнями в оболочечных моделях без учета связи с континуумом менее 1 МэВ [56] *.

Нейтронные дырочные возбуждения $(1s^{-1})_n$ ядра ${}^6\text{Li}$ приводят с наибольшей вероятностью к образованию узкого состояния ${}^5\text{Li} (3/2^+)$ с $E = 16,7 \text{ МэВ}$. В приближении слабой связи гиперядерные состояния имеют вид: ${}^5\text{Li} (J_n^N) \otimes (nl)_\Lambda$. На рис. 5 сплошными стрелками

* Значительная энергия возбуждения $E = 5 \div 10 \text{ МэВ}$ и соответствующая большая ширина $\Gamma = (5 \pm 2) \text{ МэВ}$ состояния $1/2^-$ является результатом сильной связи с открытым каналом ${}^4\text{He} + p$.

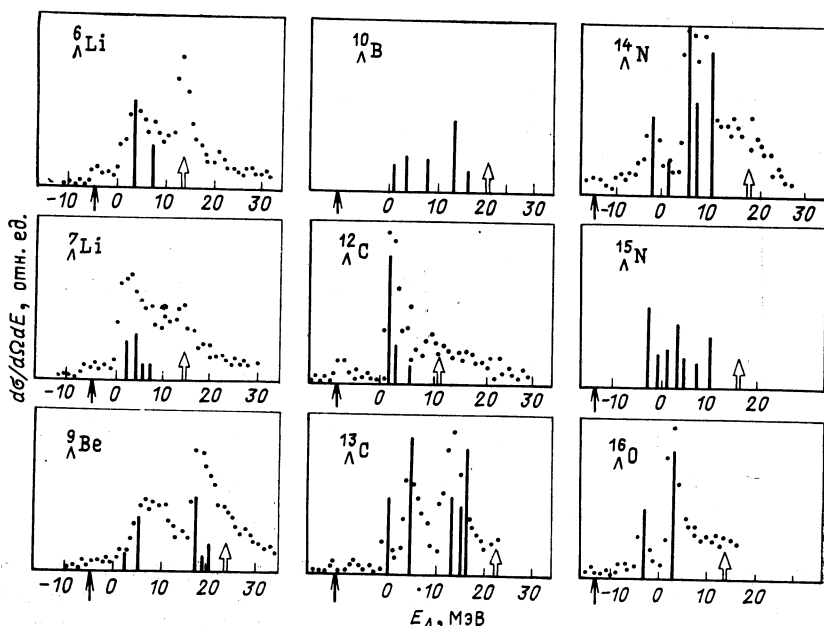


Рис. 6. Спектры возбуждения гиперядер $1p$ -оболочки при малых q :
 Прямолинейные отрезки — спектроскопические факторы отделения нейтронов $1p$ -оболочки

показаны когерентные переходы $(1p, 1p^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ и $(1s, 1s^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$, приводящие к образованию САС, и пунктирной стрелкой — переходы $(1s, 1p^{-1})_{\Lambda n}^{1-}$ в низколежащие состояния $J^{\pi} = 1^{-}, 2^{-}, 1^{-}, 0^{-}$ *. Расстояние между $1s$ - и $1p$ -оболочками для Λ -гиперона в ядре E ($(1p)_{\Lambda}$) — E ($(1s)_{\Lambda}$) = 8 МэВ [57]. Для других ядер схемы переходов в приближении слабой связи строятся аналогично.

Перейдем теперь к сравнению с экспериментальными данными.

В работах [58, 59] анализировалось соответствие между спектрами возбуждения гиперядер $1p$ -оболочки и спектрами соответствующих нейтронно-дырочных возбуждений. На рис. 6 показаны спектроскопические факторы отделения нейтронов $1p$ -оболочки [60] и экспериментальные спектры [33, 41, 98], расположенные друг относительно друга таким образом, что низколежащий мощный пик совпадает с наиболее интенсивным дырочным возбуждением ядра-мишени. Для всех ядер, на которых изучалась реакция (K^{-}, π^{-}) , прослеживается четкая корреляция как в энергетическом положении, так и в интенсивности возбуждения отдельных пиков или энергетических областей. Этот результат подтверждает правильность гипотезы сла-

* Основное состояние ${}^6_{\Lambda}\text{Li}$ с $E_{\Lambda} = -4,5$ МэВ [41] нестабильно относительно сильного распада ${}^6_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^5_{\Lambda}\text{He} + p$ и в эмульсионных экспериментах не наблюдалось.

бой связи, так как в противном случае наблюдалось бы существенное различие обоих спектров. Использование экспериментальных спектроскопических факторов, извлеченных из реакции (p, d), позволяет предсказать спектр возбуждения гиперядер ${}^{10}_\Lambda\text{B}$, ${}^{11}_\Lambda\text{B}$, ${}^{14}_\Lambda\text{C}$, ${}^{15}_\Lambda\text{N}$ [58].

С другой стороны, реализация предела слабой связи делает использование реакции (K^-, π^-) для изучения нейтронных дырочных состояний при малых передачах импульса особенно привлекательным. Ранее эти состояния изучались в реакции нейтронного подхвата (p, d) при сравнительно больших переданных импульсах $q \gtrsim \gtrsim 150$ МэВ/с, когда поиск высоколежащих ($1s$ -дырочных) возбуждений затруднен из-за фрагментации ядра-остатка. В работе [41] спектры возбуждений гиперядер ${}^6_\Lambda\text{Li}$, ${}^7_\Lambda\text{Li}$, ${}^9_\Lambda\text{Be}$, ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ (рис. 7) были использованы для определения энергий связи $1s$ -нейтрона $B_n(1s)$ и ширины Γ_n нейтронного дырочного состояния. Резонанс с наибольшей энергией возбуждения отождествляется с состоянием $((1s^{-1})_n, (1s)_\Lambda)$. Стандартная процедура (с учетом экспериментального разрешения) давала положение и ширину резонанса, а энергия связи $B_n(1s)$ находилась из соотношения

$$M({}_\Lambda Z) - M({}^AZ) = B_n(1s) - B_\Lambda(1s) + m_\Lambda - m_n,$$

где $B_\Lambda(1s)$ — известные энергии связи Λ -гиперона. Полученные результаты хорошо согласуются с данными по реакции (p, d), а также демонстрируют отчетливое сходство с параметрами протонных дырочных состояний [61] (табл. 3). Как показано в работе [62], учет зави-

Таблица 3. Энергии B_n и ширины Γ_n нейтронных дырочных состояний $(1s^{-1})_n$, определенные из данных по реакциям ${}^AZ(K^-, \pi^-) {}^AZ$ [41] в сравнении с параметрами протонных дырочных состояний $(1s^{-1})_p$ [61]

AZ	$M_{\text{Hy}} - M_\Lambda$, МэВ	B_n , МэВ	Γ_n , МэВ	B_p , МэВ	Γ_p , МэВ
${}^6\text{Li}$	$195,5 \pm 0,5$	$24,0 \pm 0,5$	$0,7 \pm 1,0$	21,4	1,2
${}^7\text{Li}$	$197,9 \pm 0,5$	$26,6 \pm 0,5$	$1,6 \pm 1,5$	$25,5 \pm 0,4$	5,9
${}^9\text{Be}$	$199,0 \pm 1,0$	$29,7 \pm 1,0$	$5,0 \pm 2,0$	$25,4 \pm 0,5$	6,3
${}^{12}\text{C}$	$204,5 \pm 1,5$	$39,3 \pm 1,5$	$9,0 \pm 2,0$	$34,0 \pm 2,0$	9,2

симости B_Λ от возбуждения нуклонного остова уменьшает приведенные значения $B_n(1s)$ на 2—3 МэВ, так что в итоге разность $B_n(1s) - B_p(1s)$ близка к кулоновской поправке ΔB^c .

2. СТРУКТУРА ГИПЕРЯДЕР В ПРИБЛИЖЕНИИ ЗАПОЛНЕННЫХ ОБОЛОЧЕК

Анализ гиперядерных возбуждений в реакции ${}^AZ(K^-, \pi^-) {}^AZ$ целесообразно начать с ядер, имеющих дважды заполненные (под) оболочки. В этом случае спектр возбуждений нуклонного осто-

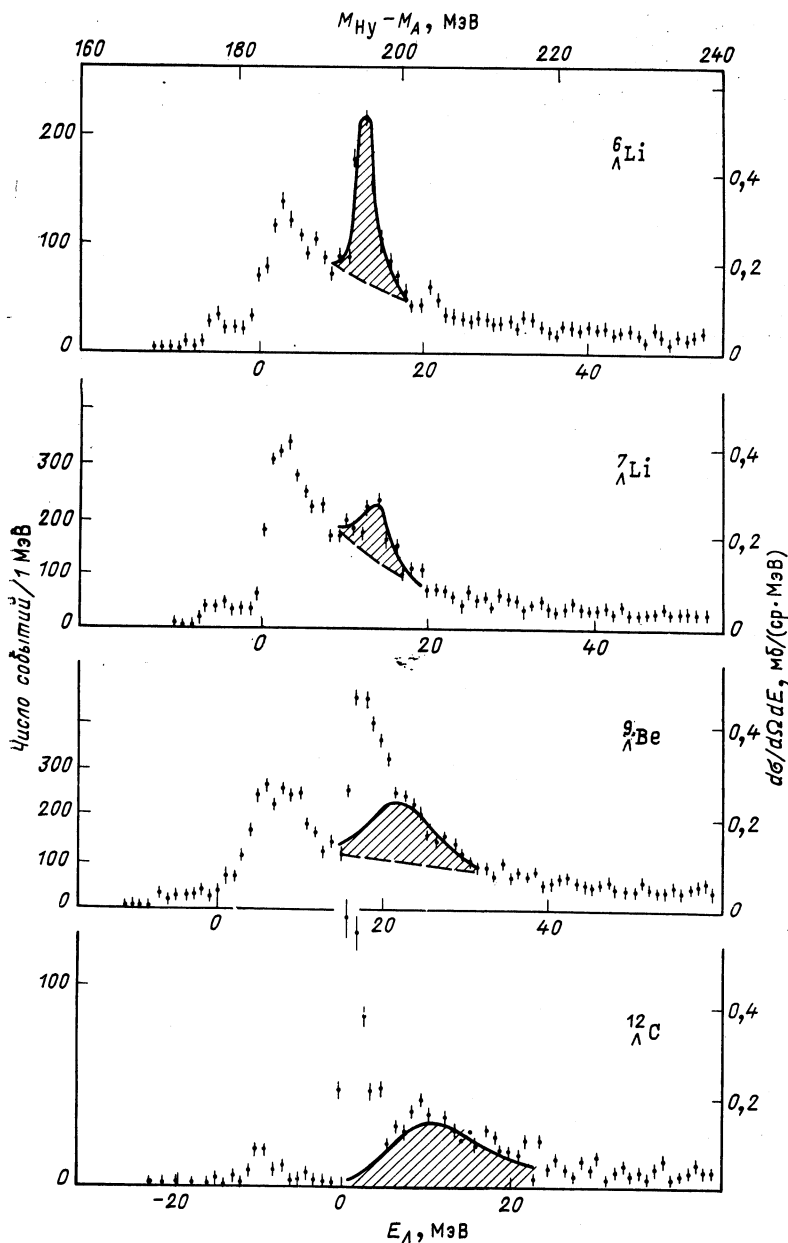


Рис. 7. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega dE$ реакций (K^- , π^-) на легких ядрах при $\theta = 0^\circ$. Штриховкой отмечен вклад перехода $(1s, 1s^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ [41]

ва имеет наиболее простой вид, так что соответствующие гиперядерные возбуждения можно описать в терминах конфигураций частица — дырка $|1p - 1h\rangle$ [29, 51]. Гиперонные и ядерные степени свободы описываются соответственно гиперон-ядерным и нуклон-ядерным потенциалами, а связь между ними вводится с помощью потенциала остаточного взаимодействия. Небольшое число существенных конфигураций позволяет учесть их смешивание и тем самым выяснить границы применимости приближения слабой связи.

Приближение заполненных оболочек. Возбуждения типа частица — дырка. Модель гиперядерных возбуждений в приближении заполненных оболочек была предложена в работах [29] и успешно применена для описания экспериментальных данных по спектрам возбуждений ^{12}C , ^{16}O , ^{32}S , ^{40}Ca [37, 46, 51], которые предоставили хорошую возможность для определения параметров гиперон-ядерного потенциала и остаточного ΛN -взаимодействия.

Следуя работам [37, 51], рассмотрим основные элементы модели частично-дырочных возбуждений гиперядра.

Базисные функции — прямое произведение одночастичных волновых функций Λ -гиперона и нуклона в гиперон-ядерном и нуклон-ядерном потенциалах. Гиперон-ядерный потенциал содержит центральную и спин-орбитальную части томасовского типа:

$$\left. \begin{aligned} V_{\Lambda} &= V_{\Lambda}^C + V_{\Lambda}^{LS}; & V_{\Lambda}^C &= U_{\Lambda} \rho(r); \\ V_{\Lambda}^{LS} &= U_{\Lambda}^{LS} \frac{d}{m^2 \pi r dr} \rho(r) \text{Is.} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Центральная часть — потенциал Вудса — Саксона

$$\left. \begin{aligned} \rho(r) &= [1 + \exp((r-a)/b)]^{-1}; \\ a &= r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 1,1 \text{ фм}, \quad b = 0,6 \text{ фм.} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Параметры U_{Λ} и U_{Λ}^{LS} свободные. Нуклон-ядерный потенциал — стандартный потенциал модели оболочек (энергии нейтронно-дырочных состояний взяты из эксперимента).

Смешивание конфигураций. На базисе функций, отвечающих конфигурациям $[(n'l'j')_{\Lambda}, (nlj)_{n^{-1}}]_J$, осуществлялась диагонализация остаточного взаимодействия:

$$V_{\Lambda N} = v_0 \delta(x_{\Lambda} - x_N) (1 + \alpha_{\Lambda} \sigma_{\Lambda} \sigma_N), \quad (15)$$

где значение v_0 согласовано с U_{Λ} условием

$$U_{\Lambda} = v_0 \int_0^{\infty} \rho(r) r^2 dr,$$

а параметр α_{Λ} — свободный. Данные по энергиям связи основных состояний легких гиперядер [63] и низкоэнергетическому Λp рассеянию [64] указывают на слабую спиновую зависимость остаточного взаимодействия ($\alpha_{\Lambda} = -0,05$), близкий по порядку

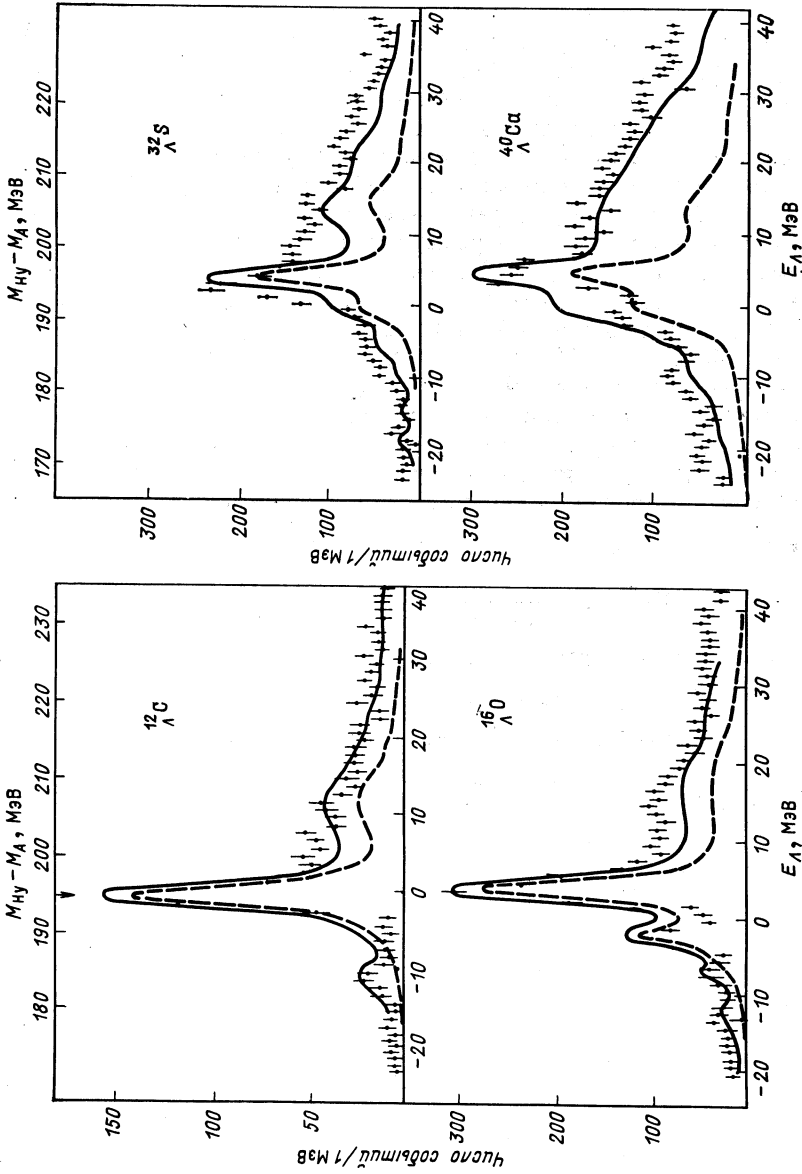


Рис. 8. Спектры возбуждения гиперядер ¹²C, ¹⁶O, ³²S, ⁴⁰Ca в реакции (K^- , π^-) при $\theta = 0^\circ$ и $p_K = 720$ МэВ/с, рассчитанные в приближении заполненных оболочек [37] (сплошная кривая) в сравнении с экспериментальными данными [33, 34]. Штриховой кривой показан вклад квазиупругих переходов

величины результат следует также из анализа расщепления уровней 0^+ и 1^+ гиперядер ${}_{\Lambda}^1\text{H}$ и ${}_{\Lambda}^1\text{He}$ [11] ($\alpha_{\Lambda} = -0,13$).

Сечения возбуждения. С найденными волновыми функциями гиперядер рассчитаны сечения реакции (K^- , π^-) на ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{40}\text{Ca}$ в импульсном приближении с искаженными волнами. Из условия наилучшего согласия теоретических сечений с экспериментальными данными найдены следующие значения параметров:

$$U_{\Lambda} = (32 \pm 2) \text{ МэВ}; \quad U_{\Lambda}^{LS} = (4 \pm 2) \text{ МэВ}; \quad \alpha_{\Lambda} = -0,05 \pm 0,10 \quad [37]. \quad (16)$$

Соответствующие параметры для нуклона составляют:

$$U_N \simeq 50 \text{ МэВ}; \quad U_N^{LS} = 20 \text{ МэВ}; \quad \alpha_N = 0,3.$$

Как показано на рис. 8, теоретический расчет хорошо согласуется с экспериментальными данными группы Гейдельберг — Сакле — Страсбург [33, 34]. Наиболее важным результатом проведенного анализа является вывод о слабости спин-орбитального гиперон-ядерного взаимодействия по отношению к центральному, поскольку из ранних работ по анализу энергий связи основных состояний p -оболочечных гиперядер следовало, что спин-орбитальные потенциалы для нуклона и Λ -гиперона в ядре должны быть близки по порядку величины [15].

Интенсивность гиперон-ядерного спин-орбитального взаимодействия. Спектр возбуждений гиперядра ${}_{\Lambda}^1\text{O}$. Один из способов определения величины спин-орбитального взаимодействия состоит в изучении энергетического расщепления когерентных возбуждений на оболочках nlj ($j = l \pm 1/2$). Он был использован группой ГСС при анализе данных по реакциям ${}^{16}\text{O} (K^-, \pi^-) {}_{\Lambda}^1\text{O}$ при $p_K = 715 \text{ МэВ/с}$. Два мощных пика при $E_{\Lambda} = -3 \text{ МэВ}$ и $E_{\Lambda} = 3 \text{ МэВ}$ в дифференциальном сечении $d\sigma/d\Omega dE$ (рис. 9) в приближении слабой связи идентифицируются с квазиупругими переходами $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ и $(1p_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$. Расстояние между этими пиками $\Delta E = 6 \text{ МэВ}$ совпадает с энергетическим расщеплением нейтронных дырок $E((1p_{3/2}^{-1})_n) - E((1p_{1/2}^{-1})_n) = 6 \text{ МэВ}$. Отсюда можно сделать вывод, что для Λ -гиперона в ядре спин-орбитальный потенциал значительно слабее, чем для нуклона [33].

Отметим, что расстояние между двумя пиками при $E_{\Lambda} = -14 \text{ МэВ}$ и $E_{\Lambda} = -8 \text{ МэВ}$ также совпадает с расщеплением $E((1p_{3/2}^{-1})_n) - E((1p_{1/2}^{-1})_n) = 6 \text{ МэВ}$. Первый из них отвечает квазисвободному переходу в состояние ${}_{\Lambda}^1\text{O} (1^-) = {}^{16}\text{O} gs \otimes (1s_{1/2})_{\Lambda}$, а второй — квазисвободному переходу $(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}^{1-}$. Оба состояния имеют квантовые числа $J^{\pi} = 1^-$, и сечение их возбуждения должно, в отличие от сечений возбуждения когерентных пиков, возрастать с ростом переданного импульса q , что подтверждается экспериментальными данными [33, 34].

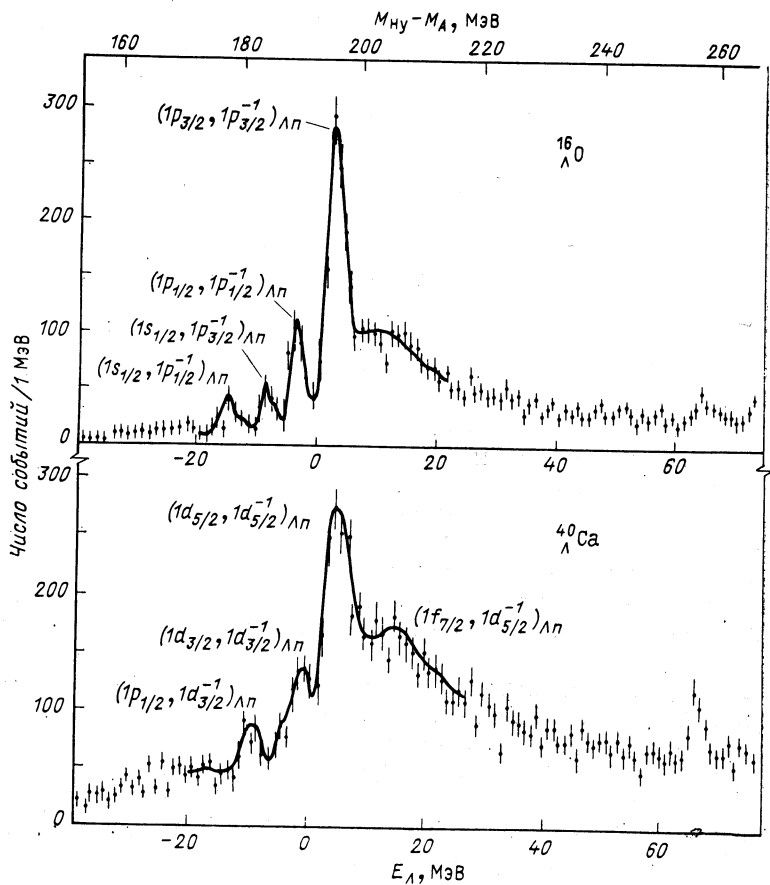


Рис. 9. Спектры возбуждения гиперядер $^{16}_{\Lambda}\text{O}$ и $^{40}_{\Lambda}\text{Ca}$ в реакции (K^-, π^-) при $\theta = 0^\circ$ и $p_K = 715 \text{ МэВ/с}$ [33, 34]

Таким образом, основные особенности спектра возбуждений гиперядра $^{16}_{\Lambda}\text{O}$ (расщепление определенных уровней) находят простое объяснение в модели слабой связи. Точность этой модели ограничивается смешиванием конфигураций. В частности, эффекты смешивания влияют на относительную интенсивность квазиупругих переходов. Экспериментальное отношение сечений возбуждения состояний 0^+ с $E_{\Lambda} = 3 \text{ МэВ}$ и $E_{\Lambda} = -3 \text{ МэВ}$ равно $3 \pm 0,5$, в то время как в пренебрежении поглощением мезонов и смешиванием конфигураций $| (1p_{3/2})_{\Lambda}, (1p_{3/2}^{-1})_n, 0^+ \rangle$ и $| (1p_{1/2})_{\Lambda}, (1p_{1/2}^{-1})_n, 0^+ \rangle$ отношение интенсивностей квазиупругих переходов на оболочках $1p_{3/2}$ и $1p_{1/2}$ должно при $q = 0$ равняться отношению чисел нейтронов на этих оболочках (2 : 1). Если ограничиться только этими двумя configura-

циями, то экспериментальное отношение сечений воспроизводится при следующем выборе точных волновых функций состояний 0^+ [64]:

$$\begin{aligned} |0_1^+\rangle &= \cos \theta |(1p_{3/2})_\Lambda, (1p_{3/2}^{-1})_n, 0^+\rangle - \\ &\quad - \sin \theta |(1p_{1/2})_\Lambda, (1p_{1/2}^{-1})_n, 0^+\rangle; \\ |0_2^+\rangle &= \sin \theta |(1p_{3/2})_\Lambda, (1p_{3/2}^{-1})_n, 0^+\rangle + \\ &\quad + \cos \theta |(1p_{1/2})_\Lambda, (1p_{1/2}^{-1})_n, 0^+\rangle, \end{aligned}$$

где $\theta = 0,32$. Малое смешивание равносильно слабому влиянию остаточного взаимодействия на расщепление уровней. Следовательно, в

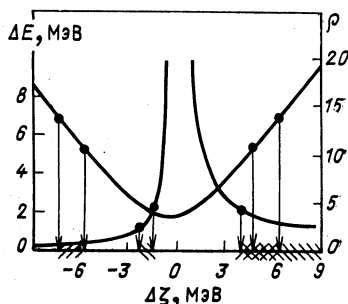


Рис. 10. Зависимость энергетического расщепления ΔE и отношения интенсивностей возбуждения ρ при $q = 0$ состояний $J^\pi = 0^+$ гиперядра ${}^A_{\Lambda}\text{O}$ от спин-орбитального расщепления $\Delta\zeta$ базисных состояний $|(1p_{1/2})_\Lambda, (1p_{1/2}^{-1})_n, 0^+\rangle$ и $|(1p_{3/2})_\Lambda, (1p_{3/2}^{-1})_n, 0^+\rangle$ [65]

первом приближении последнее равно сумме спин-орбитальных расщеплений соответствующих нейтронно-дырочных и Λ -гиперонных состояний.

С учетом смешивания конфигураций детальный анализ экспериментальных данных по возбуждениям состояний 0^+ гиперядра ${}^A_{\Lambda}\text{O}$ был выполнен в работе [65]. Энергетическое расщепление ΔE и отношение интенсивностей возбуждения ρ состояний 0^+ , полученных после диагонализации остаточного взаимодействия на базе состояний $|(1p_{1/2})_\Lambda, (1p_{1/2}^{-1})_n, 0^+\rangle$ и $|(1p_{3/2})_\Lambda, (1p_{3/2}^{-1})_n, 0^+\rangle$, вычислялись как функция спин-орбитального расщепления $\Delta\zeta$ базисных состояний для различных видов остаточного ΛN -взаимодействия. На рис. 10 экспериментальные данные сравниваются с результатами расчета для одночастичных осцилляторных волновых функций ($\omega_N = 1,44\omega_\Lambda$) и остаточного взаимодействия

$$V_{\Lambda N} = v_0 \delta(x_\Lambda - x_N) (1 - \varepsilon_x + \varepsilon_x P_x), \quad \varepsilon_x = 0,25. \quad (17)$$

Экспериментальное расщепление ΔE согласуется с расчетным значением в двух интервалах $\Delta\zeta$. Интервал $4,7 < \Delta\zeta < 6,1$ соответствует случаю, когда гиперон-ядерное спин-орбитальное взаимодействие значительно слабее нуклон-ядерного. Если $-8,3 < \Delta\zeta < -5,9$, то спин-орбитальный потенциал для Λ -гиперона примерно вдвое интенсивнее нуклон-ядерного и отличается от него знаком. Сравнение

с допустимыми значениями $\Delta\zeta$, при которых обеспечивается наблюдаемое отношение сечений возбуждения, исключает вторую возможность; следовательно, $\Delta\zeta = (5,4 \pm 0,7)$ МэВ. Отсюда для интенсивности спин-орбитального взаимодействия получено:

$$U_{\Lambda}^{LS} = (2 \pm 2) \text{ МэВ.}$$

Этот вывод сохраняется при варьировании вида остаточного взаимодействия (см. также [36]).

Аналогичный анализ спектра возбуждений гиперядра ${}^{40}_{\Lambda}\text{Ca}$ подтверждает полученные результаты (см. рис. 9). Энергетическое расщепление состояний 0^+ , образующихся в результате квазиупругих переходов $(1d_{3/2}, 1d_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ ($E_{\Lambda} = 0$ МэВ) и $(1d_{5/2}, 1d_{5/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ ($E = 5$ МэВ), совпадает с разностью энергий нейтронно-дырочных состояний $(1d_{3/2}^{-1})_n$ и $(1d_{5/2}^{-1})_n$ в ядре ${}^{40}\text{Ca}$, $\Delta E = 5$ МэВ [34].

Энергии Λ -гиперонных оболочек и центральная часть гиперон-ядерного потенциала. Оценка интенсивности потенциала центрального взаимодействия Λ -гиперон — ядро по энергиям связи основных состояний легких гиперядер и верхнему пределу энергий связи тяжелых гиперядер дает значение $U_{\Lambda} \simeq 30$ МэВ [6], т. е. около 3/5 соответствующей величины для нуклон-ядерного потенциала. Если движение Λ -гиперона действительно определяется эффективным полем, создаваемым нуклонами ядра, то расстояние между Λ -гиперонными оболочками должно соответствовать приведенному выше значению U_{Λ} . Вопрос о существовании эффективного поля для Λ -гиперона, как было отмечено Вилкинсоном (см. [66]), важен для понимания природы квазичастичных возбуждений в ядре (в модели оболочек существование эффективного поля для нуклонов в значительной степени обеспечивается принципом Паули).

В приближении слабой связи оболочечная структура Λ -гиперядер рассматривалась в работе [34]. Расстояние между $1s$ - и $1p$ -оболочками для Λ -гиперона в гиперядре ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$ (см. рис. 9) определяется по разности энергий переходов $(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}^{1-}$ и $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}^{+}$ или $(1s_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}^{1-}$ и $(1s_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ и равно 11 МэВ, что примерно вдвое меньше соответствующего значения для нуклона. Другой пример: расстояние между $1p$ -, $1d$ - и $1f$ -оболочками в гиперядре ${}^{40}\text{Ca}$, идентифицированными по переходам $(1p_{1/2}, 1d_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}^{1-}$, $(1d_{3/2}, 1d_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$, $(1d_{5/2}, 1d_{5/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ и $(1f_{7/2}, 1d_{5/2}^{-1})_{\Lambda n}^{1-}$, оказывается равным приблизительно 9 МэВ, что опять близко к половине расстояния между нуклонными оболочками.

Детальные расчеты спектров возбуждения гиперядер в реакции (K^-, π^-) [37] подтверждают возможность использования локального одночастичного потенциала взаимодействия Λ -гиперон — ядро для описания совокупности гиперядерных возбуждений с Λ -гипероном на разных оболочках. Точность такого описания, когда одночастичные уровни и волновые функции генерируются потенциалом, не завися-

щим от состояний Λ -гиперона, ограничивается, в частности, эффективностью поляризации нуклонного остова [62, 67]. В связи с вопросом о существовании эффективного поля для Λ -гиперона большой интерес представляет исследование структуры гиперядер с деформированным нуклонным остовом [67]. Связь гиперон-ядерного взаимодействия с элементарным ΛN -взаимодействием рассматривалась в работах [3, 68, 69]. Энергии Λ -гиперонных оболочек для различных одночастичных потенциалов вычислялись в работах [49, 70].

3. НИЗКОЛЕЖАЩИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ ГИПЕРЯДЕР

Гиперядерные состояния с Λ -гипероном на $1s$ -оболочке наиболее просты с точки зрения описания гиперядерных степеней свободы, поэтому ΛN -взаимодействие может быть исследовано в этом случае довольно подробно. В приближении слабой связи волновые функции таких состояний имеют вид *:

$$|{}^A_\Lambda Z, J, \alpha\rangle = [|{}^{A-1}Z, \alpha\rangle \otimes |(1s_{1/2})_\Lambda\rangle]_J. \quad (18)$$

Здесь α обозначает совокупность квантовых чисел нуклонного остова $\alpha = (E, J_N^\pi, T)$. Если остаточное ΛN -взаимодействие учесть в первом порядке по теории возмущений, то поправки к (18) должны включать прежде всего дополнительные возбуждения нуклонного остова $\alpha' \neq \alpha$, поскольку энергетические интервалы между ними значительно меньше расстояния между одночастичными уровнями $1s$ и $1p$ для Λ -гиперона в ядре:

$$|{}^A_\Lambda Z, J, \alpha\rangle = [|{}^{A-1}Z, \alpha\rangle + \sum_{\alpha' \neq \alpha} \frac{\langle {}^{A-1}Z, \alpha' | V_{\text{пол}} | {}^{A-1}Z, \alpha \rangle}{E_\alpha - E_{\alpha'}} |{}^{A-1}Z, \alpha'\rangle] \otimes |(1s_{1/2})_\Lambda\rangle. \quad (19)$$

Здесь $V_{\text{пол}} = \langle (1s_{1/2})_\Lambda | V_{\Lambda N} | (1s_{1/2})_\Lambda \rangle$ — остаточное ΛN -взаимодействие, усредненное по Λ -гиперонной плотности. Наибольшую роль эффекты поляризации нуклонного остова, обусловленные $V_{\text{пол}}$, играют для низколежащих коллективных состояний ${}^{A-1}Z$. Как известно [55, 56, 73], низколежащие возбуждения легких ядер ($1p$ -оболочки) успешно описываются в многочастичной модели оболочек с промежуточным типом связи моментов. Поэтому распространение этой модели на легкие гиперядра имеет большое значение для изучения гиперядер вне рамок приближения слабой связи.

Многочастичная модель гиперядер $1p$ -оболочки интенсивно разрабатывалась в работах Гала, Сопера и Далица [15, 16, 74, 75] (см. также [76, 77]), которые подробно исследовали роль различных компонент остаточного ΛN -взаимодействия (спин-спиновой, спин-

* Простейшая модель гиперядерных возбуждений — модель возбуждений ядерного кора восходит к работам де Шалита [71, 72].

орбитальной, тензорной) в формировании спектров отдельных гиперядер. Значительное внимание было при этом уделено теоретическому изучению γ -переходов между гиперядерными уровнями и реакции (K^- , $\pi^- \gamma$).

Известно, что надежный выбор параметров остаточного взаимодействия невозможен без привлечения детальной экспериментальной информации о низколежащих возбуждениях; то же самое справедливо по отношению к гиперядрам. Поэтому к имеющимся расчетам гиперядерных спектров следует относиться с осторожностью, так как степеней содержащегося в них произвола трудно оценить [50]. Например, в основу расчетов [15, 16] было положено остаточное ΔN -взаимодействие весьма сложной структуры, параметризация которого производилась с учетом лишь энергии связи основных состояний гиперядер $1p$ -оболочки, причем результаты ее заметно менялись при вариации B_Δ в пределах экспериментальных погрешностей. Так как феноменологические параметры выполняют в той или иной степени функцию корректировки несовершенства модели, представляют интерес различные принципы выбора остаточного взаимодействия. В частности, ΔN -потенциал сравнительно простого вида, удовлетворительно описывающий имеющиеся данные по низкоэнергетическому Δp -рассеянию и энергиям связи основных состояний гиперядер, использовался в [77].

Рассмотрим в качестве примера теоретического расчета спектр гиперядра ${}^7_\Lambda\text{Li}$ — первого из гиперядер $1p$ -оболочки, обладающего возбужденными состояниями, стабильными по отношению к ядерным распадам. Известно, что волновые функции низколежащих состояний ядер начала $1p$ -оболочки хорошо воспроизводятся единственной LS -конфигурацией $|(1s)_N^4 (1p)_N^{A-4} [f] LSJT \rangle$ [73]. При классификации соответствующих гиперядерных уровней целесообразно пользоваться схемой LS -связи. Эта схема к тому же удобна для анализа реакции (K^- , π^-) при малых переданных импульсах, когда амплитуды спин-флипных переходов пренебрежимо малы. Низколежащим возбуждениям отвечает переход $(1s, 1p^{-1})_{\Lambda n}^1$ с правилами отбора $|L_i - L_f| = 1$, $\pi_f = -\pi_i$, $S_f = S_i$, где L , π , S — орбитальный момент, четность и спин ядра-мишени (i) и гиперядра (f).

Спектр низколежащих возбуждений гиперядра ${}^7_\Lambda\text{Li}$ согласно расчетам [74, 77] показан на рис. 11 вместе со схемой уровней нуклонного остова ${}^6\text{Li}$. В табл. 4 приведена LS -структура различных состояний ${}^7_\Lambda\text{Li}$, а также относительная вероятность их образования в реакции (K^- , π^-) при $q = 0$, вычисленные в пределе LS -связи и с использованием точных волновых функций в схеме промежуточной связи [74]. Ядро-мишень имеет доминирующую конфигурацию ${}^2P_{3/2}$, и только состояния типа 2S и 2D могут возбуждаться в пределе LS -связи. Вычисленные для этого случая вероятности возбуждения, как видно из табл. 4, мало отличаются от результатов точного расчета. Что касается энергий гиперядерных уровней, то их значения заметно варьируют от модели к модели (ср. рис. 11, а и 11, б). Можно, однако, ожи-

Таблица 4. Низколежащие уровни $J^{\pi T}$ гиперядра ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$:

E — энергия возбуждения; ${}^{2S+1}L$ — доминирующая конфигурация; w — относительные вероятности образования в реакции (K^- , π^-) при $q=0$ в пределе LS -связи (LS) и в схеме промежуточной связи (IC) [74]

$J^{\pi T}$	E , МэВ	${}^{2S+1}L$	w (LS)	w (IC)
$1/2^+ 0$	0	2S	5/12	0,360
$3/2^+ 0$	0,25	4S	—	0,001
$5/2^+ 0$	1,35	$-\frac{\sqrt{7}}{3} {}^2D - \frac{\sqrt{2}}{3} {}^4D$	7/30	0,277
$7/2^+ 0$	2,87	4D	—	—
$1/2^+ 1$	3,45	2S	5/36	0,148
$3/2^+ 0$		$\sqrt{\frac{1}{2}} ({}^2D + {}^4D)$	1/60	0,022
$3/2^+ 1$		2D	1/90	0,013
$5/2^+ 1$		2D	1/10	0,087

дать, что уровни $J^{\pi} = 1/2^+, 3/2^+, 5/2^+, 7/2^+ (T = 0)$ будут стабильны относительно сильных распадов.

Дублет гиперядерных уровней $(J^{\pi T}) = (1/2^+ 0), (3/2^+ 0)$ имеет нуклонный остов со структурой ${}^6\text{Li}_{gs} (L_N = 0, S_N = 1)$, поэтому дублетное расщепление $E(3/2^+ 0) - E(1/2^+ 0)$ определяется спин-спиновым ΛN -взаимодействием и малочувствительно к двухчастичным

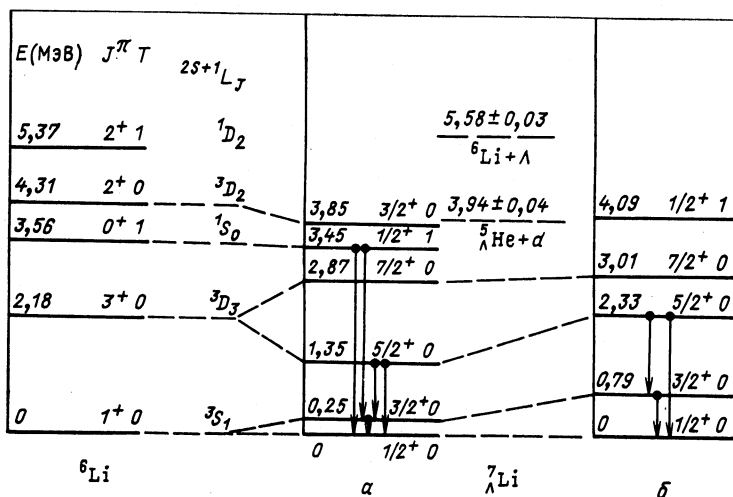


Рис. 11. Спектр уровней ядра ${}^6\text{Li}$ и теоретические спектры низколежащих возбуждений гиперядра ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ согласно работам [74] (а) и [77] (б). Стрелками обозначены наиболее интенсивные γ -переходы

спин-орбитальным силам. Последние могут играть заметную роль в расщеплении уровней $(5/2^+ 0)$ и $(7/2^+ 0)$, так как здесь основная компонента нуклонного остова обладает ненулевым орбитальным моментом $L_N = 2$. Наблюдение γ -переходов в гиперядре ${}^7\text{Li}$ имело бы большую ценность для определения параметров ΛN -взаимодействия.

Недавно в БНЛ получены данные по реакции $(K^-, \pi^- \gamma)$ на ядре ${}^7\text{Li}$, указывающие на существование γ -перехода в гиперядре ${}^7\text{Li}$ с энергией $E_\gamma = 2$ МэВ [14]. Интенсивность γ -линии хорошо согласуется с теоретическим значением для перехода $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$, а значение E_γ близко к расщеплению соответствующих уровней нуклонного остова $\Delta E(1^+ - 3^+) = 2,18$ МэВ. Ранее сообщалось [12] о наблюдении γ -перехода с энергией $E_\gamma = (0,789 \pm 0,004)$ МэВ, сопровождающего реакцию (K^-, π^-) на ядре ${}^7\text{Li}$ ($p_K = 1,7$ ГэВ/с), однако теоретическая интерпретация этого результата не вполне однозначна (см. [74, 75]).

Другие примеры спектров легких гиперядер $1p$ -оболочки можно найти в обзоре [75], где также подробно рассмотрены γ -переходы между гиперядерными уровнями *. Гиперядра $1s$ -оболочки с $A = 4$ исследовались в рамках точного решения задачи 4 тел с потенциалами, построенными на основе ОВЕР с работами [78]. Кулоновские поправки к энергиям связи и эффекты нарушения изотопической инвариантности в гиперядерном изодублете $A = 4$ оценивались в работах [79—81].

Из анализа Λ -гиперядер с $A = 4$ в рамках $SU(6)$ -симметрии [82] следует, что двойные гиперядра ${}^4_{\Lambda\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda\Lambda}\text{He}$, по-видимому, не образуют связанных состояний. Возможность существования гиперядерного изомера ${}^4\text{He}$ обсуждалась в работах [7, 83].

4. СТРАННЫЕ АНАЛОГОВЫЕ СОСТОЯНИЯ

С простейшими примерами САС мы уже имели дело в разд. 1, рассматривая когерентное образование гиперядер в приближении заполненных нуклонных оболочек. В этом случае гиперядерные возбуждения имеют структуру $|1p - 1h\rangle$ и САС являются состояниями типа $| (nlj)_\Lambda, (nlj)_{\bar{n}}^{-1}, 0^+ \rangle$ (в схеме jj -связи). Этот раздел посвящен описанию структуры САС вне рамок приближения заполненных оболочек. Основное внимание будет уделено легким ядрам $1p$ -оболочки по следующим причинам.

1. В спектрах возбуждения легких гиперядер САС доминируют при малых переданных импульсах q (см. табл. 2).

2. В легких гиперядрах число частиц еще не настолько велико, чтобы многочастичные оболочечные расчеты стали безнадежным занятием, и, следовательно, сохраняется возможность детального анализа гиперядерной структуры.

* Как показано в работе [75], распределение γ -квантов по углу вылета θ_γ относительно коллинеарных импульсов K^- и π^- может использоваться для идентификации γ -переходов в реакции $(K^-, \pi^- \gamma)$.

3. Перспектива изучения генеалогической связи ядра-мишени с различными состояниями нуклонного остова гиперядра в реакции обмена странностью при малых q представляет практический интерес для исследования нейтронных дырочных состояний.

4. Для надежной идентификации γ -переходов в планируемых γ -спектроскопических экспериментах с легкими гиперядрами необходимо, в частности, знать спектр низковозбужденных вторичных гиперядер, образующихся вследствие сильных распадов САС.

САС представляют собой гиперядерные конфигурации, получающиеся из основного состояния ядра ${}^A Z_{gs}(J_i)$ в результате когерентных переходов на отдельных оболочках:

$$|{}^A Z_{SAS}\rangle = N^{-1/2} \int d^3x \psi_{\Lambda}(\mathbf{x}) \hat{\psi}_n(\mathbf{x}) |{}^A Z_{gs}\rangle \simeq \\ \simeq N^{-1/2} \sum_{nljm} \hat{b}_{\Lambda}^{+}(nljm) \hat{a}_n(nljm) |{}^A Z_{gs}\rangle = N^{-1/2} \sum_{nl} |{}^A Z_{SAS}(nl)\rangle; \quad (21)$$

$$|{}^A Z_{SAS}(nl)\rangle = \sum_{jm} \hat{b}_{\Lambda}^{+}(nljm) \hat{a}_n(nljm) |{}^A Z_{gs}\rangle = \\ = \sum_{\alpha, j} g_{nlj}^{J\alpha} |{}^{A-1}Z; J, \alpha\rangle \otimes |(nlj)_{\Lambda}\rangle_{J_i}. \quad (22)$$

Здесь $\hat{a}_n(nljm)$ и $\hat{b}_{\Lambda}^{+}(nljm)$ — операторы уничтожения нейтрона и рождения Λ -гиперона в одночастичных оболочечных состояниях с квантовыми числами $nljm$, $g_{nlj}^{J\alpha}$ — генеалогические коэффициенты:

$$g_{nlj}^{J\alpha} = \langle {}^{A-1}Z; J, \alpha | \hat{a}_n(nlj) | {}^A Z_{gs}\rangle.$$

Более подробно: пусть выбран подходящий базис для нуклонных состояний, например, образованный конфигурациями $|[f], LSTJ\rangle$. Тогда когерентные переходы $n \rightarrow \Lambda$ ($L_j = L, S_j = S, T_j = T \pm 1/2, [f]_j = [f]$), порождают для каждой конфигурации A -нуклонов аналоговые конфигурации системы $(A-1)$ нуклон + Λ . Заметим, что из-за изменения свойств симметрии волновой функции при появлении частицы, не тождественной остальным, существуют такие гиперядерные конфигурации, которые не являются аналогами какой-либо нуклонной конфигурации. Базисные нуклонные функции и аналоговые конфигурации не совпадают, вообще говоря, с собственными функциями гамильтонианов ядра и гиперяда. Если некоторая нуклонная конфигурация доминирует в волновой функции ядра-мишени, то соответствующие аналоговые конфигурации играют роль входных состояний [84] в реакции (K^{-}, π^{-}) при малых переданных импульсах. Когда гиперядерные состояния, содержащие с заметной вероятностью эти аналоговые конфигурации, локализируются в отношении узких интервалах энергий, наличие САС приводит к промежуточным структурам в энергетической зависимости сечений возбуждения.

Супермультиплетная структура САС. Выход за рамки приближения заполненных оболочек уже в пределе слабой связи требует весь-

ма подробного описания состояния нуклонного остова, что обусловлено в первую очередь наличием нетривиальных свойств симметрии у многочастичной волновой функции. Известно, что спектры возбуждений легких ядер в начале $1p$ -оболочки имеют супермультиплетную структуру, связанную с существенной ролью майорановского члена в остаточном NN -взаимодействии [85]. Монопольная часть сил Майорана является оператором Казимира группы перестановок орбитальных координат (в пределах оболочки), и это объясняет появление в качестве хорошего квантового числа схемы Юнга орбитальной симметрии $[f]$. Состояния с различными $[f]$ существенно отличаются по энергии и слабо перемешиваются (что особенно наглядно проявляется в известном эффекте «счетверения» [85]). Так как предел слабой связи является хорошим начальным приближением при описании гиперядер, супермультиплетная структура должна проявляться и в свойствах гиперядер $1p$ -оболочки.

Роль супермультиплетной структуры в процессах образования и распадов САС для гиперядер $1p$ -оболочки исследовалась в работах [86, 87]. В этом случае когерентные переходы приводят к возбуждениям типа $1\hbar\omega$ в терминах осцилляторной оболочечной модели. Поскольку при работе с $1\hbar\omega$ -возбуждениями необходимо позаботиться об исключении «ложных» состояний, используется трансляционно-инвариантная модель оболочек (ТИМО) [85].

Рассмотрим, следуя [87], сначала качественные результаты, которые получаются в приближении входных состояний (остаточное взаимодействие выключено).

Образование САС. Волновая функция основного состояния ядра мишени аппроксимируется единственной конфигурацией:

$$|i\rangle = |(1s)_N^4, (1p)_N^h, [f] L_i S_i T_i J_i\rangle.$$

Гиперядерным $1\hbar\omega$ -возбуждениям соответствуют конфигурации двух типов:

$$\left. \begin{array}{l} |(1s)_N^4 (1p)_N^{h-1} (1p)_\Lambda\rangle \\ |(1s)_N^3 (1p)_N^h (1s)_\Lambda\rangle \end{array} \right\} = |(1s)_N^{3+l_\Lambda} (1p)_N^{h-l_\Lambda} [f_N] L_N S_N T_N; l_\Lambda, L_i S_i J_i\rangle.$$

Амплитуда когерентного перехода пропорциональна генеалогическому коэффициенту

$$\langle (1s)^4 (1p)^h [f_i] L_i S_i T_i || l_\Lambda; (1s)^{3+l_\Lambda} (1p)^{h-l_\Lambda} [f_N] L_N S_N T_N \rangle.$$

Таким образом, фрагментация САС по супермультиплетам имеет место уже в приближении входных состояний. При $q = 0$ (без учета поглощения) эффективное число нейтронов определяется формулой:

$$N_{\text{эф}}([f_N] L_N S_N T_N, l_\Lambda) = A | C_{T_N T_N^{3/2-1/2}}^{T_i T_i^3} |^2 \times \\ \times | \langle (1s)^4 (1p)^h [f_i] L_i S_i T_i || l_\Lambda; (1s)^{3+l_\Lambda} (1p)^{h-l_\Lambda} [f_N] L_N S_N T_N \rangle |^2. \quad (23)$$

Для перехода в различные супермультиплеты, характеризующиеся схемой Юнга орбитальной симметрии нуклонного остова $[f_N]$ и орбитальным состоянием Λ -гиперона l_Λ , эффективные числа нейтронов, вычисленные по формуле (23) для ряда ядер $1p$ -оболочки, приведены в табл. 5.

Таблица 5. Фрагментация САС в приближении входных состояний [87]:

$[f]$ — схема Юнга для родительского ядра; $[f_N] l_\Lambda$ — структура САС; $N_{эф}$ — эффективное число нейтронов, участвующих в образовании САС (без учета мезон-ядерного взаимодействия, $q=0$); E — энергия возбуждения гиперядра (эксперимент [41]); E_c — энерговыделение в канале с испусканием частицы c

A_Z	$[f]$	$[f_N] l_\Lambda$	$N_{эф}$	E , МэВ	E_c , МэВ
${}^6_\Lambda\text{Li}$	[42]	[41] p_Λ	1,20	8,5	$E_\Lambda=4$; $E_p=9$
		[32] s_Λ	1,67	18,5	$E_d=0,2$
		[41] s_Λ	0,13	—	$E_p=19$
${}^7_\Lambda\text{Li}$	[43]	[42] p_Λ	2,33	9,1	$E_\Lambda=3,5$; $E_p=3,1$
		[42] s_Λ	0,67	21,1	$E_p=15,1$
		[33] s_Λ	1,00	—	$E_t=2,1$
${}^9_\Lambda\text{Be}$	[444]	[44] p_Λ	1,44	12,7	$E_\Lambda=6$
		[44] s_Λ	0,09	—	—
		[434] p_Λ	1,97	23,7	$E_p=6,5$
		[434] s_Λ	1,53	29,7	$E_p=12,5$; $E_t=5,9$
${}^{12}_\Lambda\text{C}$	[444]	[443] p_Λ	4,64	11,0	$E_\Lambda=0,2$; $E_p=1,2$
		[443] s_Λ	1,36	21,0	$E_p=11,2$

Экспериментальное наблюдение САС в реакции (K^- , π^-) на легких ядрах. Сечения возбуждения гиперядер начала $1p$ -оболочки ${}^6_\Lambda\text{Li}$, ${}^7_\Lambda\text{Li}$, ${}^9_\Lambda\text{Be}$, ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ в реакции (K^- , π^-) при импульсе каонного пучка $p_K = 720 \div 790$ МэВ/с и нулевом угле вылета пиона были измерены в ЦЕРНе группой ГСС [41] (см. рис. 7). Предварительный анализ в БПИВ [57] показал, что модель слабой связи позволяет получить удовлетворительное количественное согласие теоретических расчетов с экспериментальными спектрами возбуждения легких гиперядер. Супермультиплетная структура САС проявляется здесь довольно отчетливо.

${}^6_\Lambda\text{Li}$. Два мощных пика в спектре возбуждений ${}^6_\Lambda\text{Li}$ при $E_\Lambda = 4$ МэВ и $E_\Lambda = 14$ МэВ интерпретируются как когерентные пере-

ходы на $1p$ - и $1s$ -оболочках. Образующиеся состояния имеют согласно табл. 5 супермультиплетную структуру [41] p_{Λ} и [32] s_{Λ} (вероятность перехода в супермультиплет [41] s_{Λ} мала). Расстояние между $1s$ - и $1p$ -оболочками для Λ -гиперона составляет $E((1p)_{\Lambda}) - E((1s)_{\Lambda}) = 8$ МэВ, а расстояние между $1p$ - и $1s$ -нейтронными дырками для ${}^6\text{Li}$ равно примерно 16 МэВ, так что модель слабой связи предсказывает для разности энергий возбуждения рассматриваемых состояний значение 8 МэВ в удовлетворительном согласии с экспериментальным значением $\Delta E = 10$ МэВ. Соотношение интенсивностей пиков также близко к расчетному 1,20 : 1,67 (наивная оценка 1 : 2 — отношение чисел нейтронов на $1p$ - и $1s$ -оболочках в ${}^6\text{Li}$).

${}^7\Lambda\text{Li}$. Здесь вновь наблюдаются два мощных пика, отвечающих когерентным переходам на $1p$ - и $1s$ -оболочках в супермультиплеты [42] p_{Λ} ($E_{\Lambda} = 3,5$ МэВ) и [33] s_{Λ} ($E_{\Lambda} = 15,5$ МэВ). Расстояние между ними совпадает с оценкой в модели слабой связи $\Delta E = 12$ МэВ. Нижний пик заметно интенсивнее верхнего в полном согласии с теоретическими расчетами и в противоположность наивной оценке 1 : 1. Супермультиплет [42] s_{Λ} , по-видимому, не дает четкой структуры и сливается с фоном.

${}^9\Lambda\text{Be}$. Это гиперядро представляет особый интерес, так как наглядно демонстрирует роль супермультиплетной структуры для когерентных переходов на одной оболочке. В данном случае когерентные переходы на $1p$ -оболочке приводят со сравнимой вероятностью к состояниям [44] p_{Λ} и [431] p_{Λ} (см. табл. 5). Последнее отличается от первого разрушенной схемой Юнга и, следовательно, значительная энергия возбуждения нуклонного остова (более 10 МэВ). Когерентный переход на $1s$ -оболочке дает существенный вклад только в возбуждение состояний [431] s_{Λ} . Экспериментально наблюдаются два интенсивных пика (рис. 7): пик при $E_{\Lambda} = 6$ МэВ соответствует супермультиплету [44] p_{Λ} , пик при $E_{\Lambda} = 17$ МэВ должен быть результатом наложения переходов в супермультиплеты [431] p_{Λ} и [431] s_{Λ} .

${}^{12}\Lambda\text{C}$. Случай заполненных подоболочек рассматривался выше. Заметим, что эффективные числа нейтронов (без учета поглощения) для когерентных переходов на различных оболочках, вычисленные в ТИМО, не равны числам нейтронов на этих оболочках (см. табл. 5).

Эффекты кластеризации и распады САС. Большинство САС расположено в области непрерывного спектра и нестабильно относительно сильных распадов. Вычисление ширин таких состояний представляет, с одной стороны, спектроскопический интерес, так как сопоставление теоретических и экспериментальных значений ширин существенно при расшифровке гиперядерной структуры. С другой стороны, продуктами распада могут вновь быть гиперядра, что существенно для γ -спектроскопии гиперядер. Для описания распадных свойств гиперядер широко используются спектроскопические факторы [58, 86]. Соответствующая техника в ядерных оболочечных моделях (в частности, в ТИМО) хорошо разработана [85, 88]. Парциальная

ширина распада по двухчастичному каналу определяется соотношением

$$\Gamma_c = 2kP\gamma_c^2,$$

где k — относительный импульс частиц в канале c ; P — проникаемость; γ_c^2 — приведенная ширина. Спектроскопический фактор S_c связывает γ_c^2 с одночастичной приведенной шириной $\gamma_0^2 = \hbar^2/M_c a_c$:

$$\gamma_c^2 = S_c \gamma_0^2,$$

M_c — приведенная масса частиц в канале c , a_c — радиус канала. Рассмотрим различные типы распадов, иллюстрируя их примерами для гиперядер $1p$ -оболочки.

${}^A_\Lambda Z \rightarrow A-1Z + \Lambda$. Этот распад (если он разрешен энергетически) характерен для САС, образующихся в результате когерентных переходов на внешней оболочке ($1f$ p_Λ). Если порог распада не находится слишком близко (как, например, в случае ${}^{12}_\Lambda\text{C}$), соответствующая ширина распада Γ^\uparrow порядка нескольких мегаэлектрон-вольт. Совершенно иная ситуация для аналоговых состояний, построенных на $1s$ -оболочке: спектроскопическая амплитуда испускания Λ -гиперона равна нулю, и распад таких состояний возможен либо за счет примесей p_Λ -конфигураций, либо благодаря процессам перестройки (испусканию нуклонов и нуклонных кластеров). Пример — САС в ${}^6_\Lambda\text{Li}$: пик при $E_\Lambda = 14$ МэВ соответствует состоянию $[32] s_\Lambda$ и имеет ширину $\Gamma \simeq 1$ МэВ.

${}^A_\Lambda Z \rightarrow {}^{A_1}_\Lambda Z_1 + {}^{A_2}Z_2$. Спектроскопическая амплитуда такого распада в ТИМО может быть выражена через спектроскопическую амплитуду соответствующего распада нуклонного остова $A-1Z \rightarrow A_1-1Z_1 + A_2Z_2$. В частности, для САС с $1\hbar\omega$ s_Λ -конфигурацией имеет место формула [87]:

$$\frac{SA({}^A_\Lambda Z \rightarrow {}^{A_1}_\Lambda Z_1 + {}^{A_2}Z_2)}{SA(A-1Z \rightarrow A_1-1Z_1 + A_2Z_2)} = \left(1 - \frac{A_2}{(A-1)A_1}\right)^{k/2}$$

($k = A - 4$ — число нуклонов на внешней $1p$ -оболочке).

При анализе сильных распадов гиперядер оказываются полезными правила отбора по схемам Юнга [58, 86, 87]. Пусть $[f]$, $[f_1]$ и $[f_2]$ — схемы Юнга орбитальной части волновой функции нуклонов для ${}^A_\Lambda Z$, ${}^{A_1}_\Lambda Z_1$ и ${}^{A_2}Z_2$. Тогда необходимым условием распада ${}^A_\Lambda Z \rightarrow {}^{A_1}_\Lambda Z_1 + {}^{A_2}Z_2$ является наличие $[f]$ в разложении внешнего произведения $[f_1] \otimes [f_2]$ на неприводимые представления. Например, для рассматривавшихся выше САС со структурой $[32] s_\Lambda$ и $[33] s_\Lambda$ энергетически выгодные распады ${}^6_\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^5_\Lambda\text{He} + p$ и ${}^7_\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^6_\Lambda\text{He} + p$ подавлены правилами запрета $[32] \not\rightarrow [4] \otimes [1]$ и $[33] \not\rightarrow [41] \otimes [1]$. Допустимы же кластерные распады $[32] \rightarrow [3] \otimes [2]$, $[33] \rightarrow [3] \otimes [3]$, однако пороги соответствующих каналов расположены существенно выше. Так, состояние $[32] s_\Lambda$ гиперядра ${}^6_\Lambda\text{Li}$ лежит всего на 0,2 МэВ выше порога первого открытого кластерного канала ${}^4_\Lambda\text{He} + d$ и в результате оказывается довольно узким ($\Gamma = 0,7^{+1}_{-0,7}$ МэВ [41]).

Поскольку эффекты связи с континуумом могут приводить к значительному уширению и сдвигу гиперядерных уровней, особый интерес представляют методы расчета, в которых наличие открытых каналов в явном виде учитывается при рассмотрении структуры гиперядерных состояний. В этом отношении представляется перспективным применение идей единой теории возбуждения ядер в области непрерывного спектра [40] к описанию реакции (K^-, π^-) . Эффекты континуума в возбуждении легких гиперядер рассматривались в работах Ауэрбаха и Нгуен Ван Чжая [89], Барза и Вьюнша [90].

Следуя работе [89], рассмотрим применение метода функций Грина для учета сплошного спектра в канале $\Lambda + A^{-1}Z$. В приближении заполненных оболочек гиперядерная система описывается функцией Грина $G(E)$ конфигурации (Λ, N^{-1}) , удовлетворяющей уравнению:

$$G(E) = G_0(E) + G_0(E) V_{ph} G(E). \quad (24)$$

Здесь $G_0(E) = \sum_h \varphi_h^*(x'_N) \langle x'_\Lambda | (E - H_0 - \varepsilon_h)^{-1} | x_\Lambda \rangle \varphi_h(x_N)$

— функция Грина для системы (нуклонная дырка $+ \Lambda$ -гиперон) без учета остаточного ΛN -взаимодействия, $\varphi_h(x)$ — волновые функции одночастичных нуклонных состояний. Матричный элемент функции Грина $(E - H_0)^{-1}$ выражается в замкнутом виде через регулярное и нерегулярное решения уравнения Шредингера для Λ -гиперона в гиперон-ядерном потенциале. Уравнение (24) с остаточным взаимодействием $V_{ph} = v_0 \delta(x_N - x_\Lambda)$ решалось численно в конфигурационном пространстве. Полюса $G(E)$, лежащие на втором листе комплексной плоскости E , определяют положение и ширину Γ^\dagger гиперядерных резонансов. Расчеты, выполненные для ${}^6_\Lambda\text{Li}$, ${}^7_\Lambda\text{Li}$ и ${}^8_\Lambda\text{Li}$ и ${}^6_\Lambda\text{Be}$ и ${}^7_\Lambda\text{Be}$, дают следующие значения ширины распадов по каналу $\Lambda + A^{-1}Z$: $\Gamma^\dagger = 7 \div 10$ МэВ для состояний типа $((1p)_\Lambda, (1p^{-1})_n)$ и $\Gamma \lesssim 1$ МэВ для состояний типа $((1s)_\Lambda, (1s^{-1})_n)$.

Расширение конфигурационного пространства традиционной модели оболочек за счет введения континуума одночастичных состояний является важным шагом к достижению единого описания резонансных и прямых процессов в реакции (K^-, π^-) . Наибольший интерес использование таких моделей (continuum shell-model) вызывает в случае больших переданных импульсов: при исследовании угловых зависимостей дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega dE$ [90, 91], а также при анализе альтернативных реакций генерации гиперядер типа (π^+, K^+) и (γ, K^+) .

Детальные расчеты структуры САС в многочастичной модели оболочек. Весьма подробный анализ структуры САС на примере гиперядра ${}^6_\Lambda\text{Li}$ был выполнен в работе [86]. В этом случае число конфигураций еще не слишком велико, и полный их учет позволяет продемонстрировать отличие многочастичного подхода от простейших, в которых не рассматривается полная фрагментация нейтронных дырок. Так как экспериментально наблюдаемые возбуждения охватывают широкий интервал энергий ($E = 0 \div 40$ МэВ), в базис были

включены все $0 \hbar\omega$ - и $1 \hbar\omega$ -состояния ($\omega_N = \omega_\Lambda = 17 \text{ МэВ}$). Состояния, принадлежащие основной конфигурации, имеют вид:

$$|(1s)_N^4 (1p)_N, (1s)_\Lambda; J^\pi\rangle, J^\pi = 1^-, 0^-, 1^-, 2^-.$$

Базис для $1 \hbar\omega$ -возбуждений содержит состояния двух типов:

$$\begin{aligned} 1) & \left(\frac{5m_N}{5m_N + m_\Lambda} \right)^{1/2} |\varphi_1 [41]^{22}P, p_\Lambda; {}^{2S+1}L\rangle - \\ & - \left(\frac{m_\Lambda}{5m_N + m_\Lambda} \right)^{1/2} |\tilde{\varphi}_2 [41]^{22}L; s_\Lambda; {}^{2S+1}L\rangle, \\ 2) & |\varphi_2 [f]^{(2T_{N+1})(2S_{N+1})}L; s_\Lambda; {}^{2S+1}L\rangle. \end{aligned}$$

Здесь φ_1 — основная конфигурация нуклонного остова, $\tilde{\varphi}_2$ — «духовое» состояние нуклонного остова ($L=0, 1, 2$), φ_2 — $1\hbar\omega$ -возбуждения нуклонного остова в ТИМО с квантовыми числами: $[41]^{22}S, {}^{22}D, [32]^{22}S, {}^{22}D, {}^{24}S, {}^{24}D, [311]^{22}P, {}^{24}P$. На полном базисе осуществлялась диагонализация остаточного взаимодействия. NN -взаимодействие содержало центральную часть с обменным членом розенфельдовского типа, спин-орбитальную и тензорную части и было подогнано под известные $1/2^+$ и $3/2^+$ возбуждения ${}^6\text{Li}$. Остаточное ΛN -взаимодействие было выбрано в виде

$$\begin{aligned} V_{\Lambda N} = v_0 (1 - a_S + a_S P_\sigma) & \left[(1 - a_x + a_x P_x) + \right. \\ & \left. + \frac{v_T}{v_0} (1 - a_x^T + a_x^T P_x) \hat{O}_T \right] e^{-r^2/\mu^2}, \end{aligned}$$

где майорановская обменная компонента a_x и параметры v_T и a_x^T тензорного взаимодействия \hat{O}_T варьировались, а параметры v_0 и a_S подгонялись по энергиям связи основных состояний ${}^6_\Lambda\text{He}$ и ${}^4_\Lambda\text{He}$. Найденные волновые функции гиперядерных состояний использовались для вычисления сечения реакции (K^-, π^-) в борновском приближении с искаженными волнами, при этом для ${}^6\text{Li}$ бралась реалистическая волновая функция. Результаты расчета для одного из наборов параметров ($v_0 = -32,9 \text{ МэВ}$, $a_x = 0,6$, $a_S = -0,15$, $v_T/v_0 = 0,3$, $a_x^T = 0,5$, $\mu = 1,044 \text{ фм}$) представлены на рис. 12. Как и следовало ожидать, в режиме безотдачного рождения основной вклад в сечение дают 1^+ -состояния, среди которых доминируют два состояния с $E = 8,4 \text{ МэВ}$ и $E = 18 \text{ МэВ}$. В табл. 6 приведены вероятности, с которыми различные конфигурации входят в волновые функции 1^+ -состояний.

Состояние с энергией возбуждения $E = 8,4 \text{ МэВ}$ хорошо описывается единственной конфигурацией $|[41]^{22}P, p_\Lambda; {}^3S_1\rangle$, на него приходится основная интенсивность перехода в супермультиплет $[41] p_\Lambda$. Полная ширина этого состояния определяется распадом по каналу $\Lambda + {}^6\text{Li}$. Значительная часть интенсивности перехода в супермультиплет $[32]$ сосредоточена в состоянии с $E = 18 \text{ МэВ}$ (с глав-

Т а б л и ц а 6. Странные аналоговые состояния ${}^6_{\Lambda}\text{Li}$ (1^+) [86]:

E — энергии возбуждения; $d\sigma/d\Omega$ — сечение образования в реакции ${}^6\text{Li}$ (K^-, π^-) ${}^6_{\Lambda}\text{Li}$ ($p_K = 800$ МэВ/с, $\theta = 0^\circ$); w ($[f_N] l_{\Lambda}$) — вероятности конфигураций $[f_N] l_{\Lambda}$; S (c) — спектроскопические факторы для распада по каналу c

E , МэВ	$d\sigma/d\Omega$, мб/ср	w (p_{Λ})	w ($[41] s_{\Lambda}$)	w ($[32] s_{\Lambda}$)	w ($[311] s_{\Lambda}$)	S (${}^4_{\Lambda}\text{He} + d$)	S (${}^4_{\Lambda}\text{He}^* + d$)
8,4	1,36	0,97	0,03	0	0	0,001	0
13,0	0,15	0,99	0,01	0	0	0	0
18,0	0,84	0	0,04	0,92	0,04	0,306	0,213
19,7	0,18	0,04	0,82	0,13	0,01	0,037	0,014
22,4	0,11	0,01	0,33	0,27	0,39	0,040	0,033
24,8	0,18	0	0,17	0,82	0,01	0,142	0,299
26,4	0,18	0	0,03	0,93	0,04	0,108	0,158
35,6	0,19	0	0	0,03	0,97	0,005	0,004

ной компонентой $| [32] {}^2S, s_{\Lambda}, {}^3S_1 \rangle$. Его структуру можно представить также в виде $[{}^6\text{Li} (3/2^+) \otimes (1s_{1/2})_{\Lambda}]_{1^+}$. Компонента $[32] s_{\Lambda}$ допускает кластерный распад по каналу ${}^4_{\Lambda}\text{He} + d$ [соответствующий спектроскопический фактор S (${}^4_{\Lambda}\text{He} + d$) = 0,306], но в излагаемом варианте расчета уровень оказывается ниже порога канала ${}^4_{\Lambda}\text{He} + d$, лежащего при $E = 18,3$ МэВ. При вариации параметров этот канал может стать открытым (экспериментальное значение $E = 18,5$ МэВ), но ширина распада будет содержать малость, обусловленную близостью порога. Распад этого состояния по каналу $p + {}^5_{\Lambda}\text{He}$ возможен только за счет малой примеси (около 4%) компоненты $| [41] {}^2D, s_{\Lambda}, {}^3D_1 \rangle$.

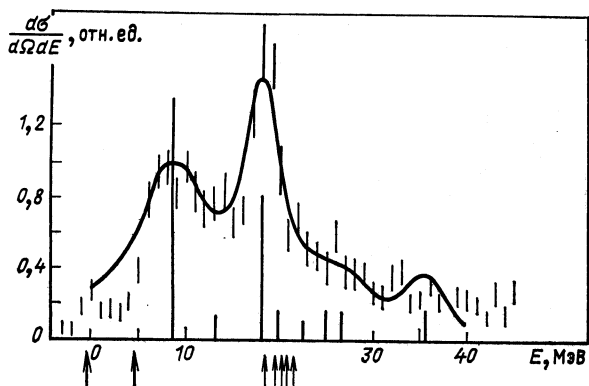


Рис. 12. Теоретический спектр возбуждений гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{Li}$ в реакции ${}^6\text{Li}$ (K^-, π^-) ${}^6_{\Lambda}\text{Li}$ при $p_K = 720$ МэВ/с и $\theta = 0^\circ$ [86]:

стрелками обозначены пороги каналов (слева направо): ${}^5_{\Lambda}\text{He} + p$, ${}^5\text{Li} + \Lambda$, ${}^4_{\Lambda}\text{He} + d$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}^* + d$, ${}^4_{\Lambda}\text{He} + 2p$, ${}^3\text{He} + {}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}^* + 2p$. Экспериментальные данные из работы [57]

К супермультиплету [32] s_{Δ} принадлежат также состояния с $E = 24,8$ МэВ и $E = 26,4$ МэВ, которые распадаются преимущественно по каналам ${}^4\text{He} + d$ и ${}^4\text{He}^* + d$. Распады по каналу ${}^4\text{He}^* + d$ сопровождаются последующим γ -переходом $1^+ \rightarrow 0^+$ в гиперядре ${}^4\text{He}$. Такие γ -переходы наблюдались в работах [9—11].

Состояние с $E = 35,6$ МэВ имеет конфигурацию $|(1s)_N^3 (1p)_N^3 [311] {}^2P_{3/2}, s_{\Delta}, {}^1P_1\rangle$, когерентный переход в него возможен благодаря примеси P -волны в волновой функции основного состояния ${}^6\text{Li}$.

Таким образом, детальные расчеты в рамках ТИМО позволяют получить хорошее описание спектров возбуждения гиперядер в реакции (K^- , π^-). Кроме того, они подтверждают справедливость качественных результатов, полученных в приближении входных состояний (слабой связи), и демонстрируют дальнейшую фрагментацию САС. Для количественного сравнения теории с экспериментом существен учет деталей структуры как ядра-мишени, так и образующегося гиперядра. Последнее обстоятельство дает возможность использовать гиперядерную спектроскопию для исследования генеалогии ядерных состояний.

Странные аналоговые состояния гиперядра ${}^9\text{Be}$. Структура странных аналоговых состояний гиперядра ${}^9\text{Be}$ подробно рассматривалась в [50]. Этот случай особенно интересен, поскольку здесь впервые возникает «четверение» на $1p$ -оболочке, и вместе с тем волновые функции обладают единственной доминирующей LS -конфигурацией (для ядер $N_{1p} \geq 6$ начинает работать jj -связь). Ядро-мишень ${}^9\text{Be}$ ($3/2^-, 1/2$) имеет структуру $|[441] {}^2P_{3/2}\rangle$ (примесь других конфигураций около 30% [73]).

Выше обсуждение супермультиплетной структуры САС было ограничено классификацией по схемам Юнга $[f_N]$. Для дальнейшей детализации дополнительно к $[f_N]$ вводится угловой орбитальный момент L_N нуклонной системы. Схема уровней ядра ${}^9\text{Be}$ без учета спин-изоспиновой зависимости остаточного NN -взаимодействия изображена на рис. 13. Следуя [31, 50], определим сначала структуру уровней ${}^9\text{Be}$, соответствующих конфигурациям $\{(1s)_N^4 (1p)_N^3 (1p)_{\Delta}\}$, которая возникала бы в пределе сакатовской $SU(3)$ -симметрии. Цель такого подхода — выделить качественные эффекты, которые могут быть существенны в возбуждении ${}^9\text{Be}$. Это особенно важно при недостатке информации о ΔN -взаимодействии, когда всякая детализация ведет к неконтролируемым неопределенностям.

Итак, в пренебрежении спиновзависящими силами можно говорить об $SU(6)$ -симметрии. Здесь естественным образом появляется классификация гиперядерных состояний по общей для всех частиц $1p$ -оболочки схеме Юнга орбитальной симметрии $[f]$. На рис. 13 показаны состояния с полным орбитальным моментом $L = L_N$ (${}^9\text{Be}_{g.s.}$) = 1, возникающие при разложении прямого произведения $([f_N] L_N) \otimes \otimes ([1] p)$ по функциям вида $([f] L)$. САС принадлежит супермультиплету $[41] P$, содержащему функции ${}^{2S+1} \Phi_{(2T+1) (2S_N+1)}$ с различ-

ными значениями изоспина T , спина нуклонов S_N и полного спина S . В супермультиплете [5] P находится так называемое суперсимметричное состояние ψ_{11} ($T = 0, S_N = 0$). Состояния $\chi_{(2T+1)(2S_N+1)}$ относятся к супермультиплету [32] P . Нарушение $SU(6)$ -симметрии

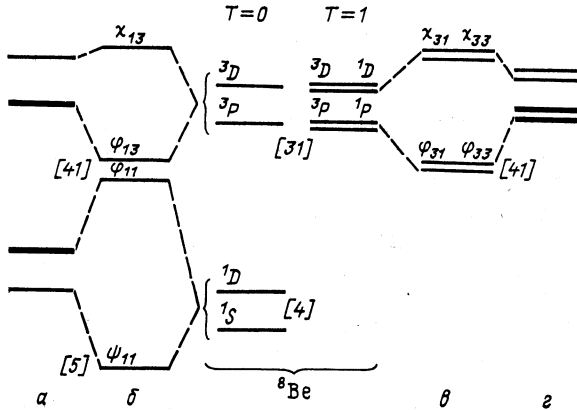


Рис. 13. Схема уровней ${}^9\Lambda\text{Be}$, соответствующих конфигурациям $\{(1s)^4_N (1p)^4_N (1p)_\Lambda\}$: а, г — в физическом случае; б, в — в пределе $SU(6)$ -симметрии. Указаны схемы Юнга [f] орбитальной симметрии барионов на 1p-оболочке и LS-структура доминирующих конфигураций [50]

из-за различия NN - и ΛN -взаимодействий и при учете сил, зависящих от спина частиц, вызывает расщепление САС: благодаря эффекту счетверения образуются две группы состояний, различающихся схемами Юнга орбитальной симметрии доминирующих нуклонных конфигураций (см. рис. 13). Результат диагонализации феноменологического остаточного взаимодействия на базисе функций ${}^{2S+1}\varphi_{(2T+1)(2S_N+1)}$ представлен в табл. 7.

Таблица 7. Состояние ${}^9\Lambda\text{Be}$ ($3/2^-$) с изоспином T в области возбуждения «верхних» САС [50]:

энергия ΔE отсчитывается от «нижнего» САС; ρ — относительная вероятность образования в реакции (K^- , π^-) при $q=0$ (для нижнего САС $\rho=1$); а — амплитуда доминирующей компоненты, указанной в скобках

T	ΔE , МэВ	ρ	a
0	11,8	0,69	0,96 (${}^2\varphi_{13}$)
	13,6	0,06	0,96 (${}^4\varphi_{13}$)
1	11,8	0,78	0,96 (${}^2\varphi_{33}$)
	13,3	0,15	0,88 (${}^4\varphi_{33}$)
	14,2	0,07	0,89 (${}^2\varphi_{31}$)

Основной вклад в сечение реакции (K^- , π^-) при малых q вносят три состояния: «нижнее» с доминирующей конфигурацией ${}^2\phi_{11}$ и два вырожденных по изоспину «верхних» состояния с конфигурациями ${}^2\phi_{13}$ и ${}^2\phi_{33}$. Экспериментальное значение энергетического расщепления двух пиков $\Delta E = 11$ МэВ согласуется с теоретическим $\Delta E = 11,8$ МэВ. Теоретическое отношение сечений возбуждения верхних и нижнего состояний равно 1,5 в хорошем согласии с экспериментальным значением 1,4.

Суперсимметричное состояние ${}^8\text{Be}$ ($3/2^-$) согласно расчетам [50] сдвинуто примерно на -5 МэВ относительно нижнего САС. Структура нижнего САС $| (1s)_N^4 (1p)_N^4 [44], (1p)_\Delta$ позволяет ему легко распадаться по каналу ${}^8\text{Be} + \Lambda$ (ширина соответствующего ему пика $\Gamma \simeq 5$ МэВ). Для верхних САС переход во все открытые каналы в приближении главных компонент запрещен правилом отбора по схеме Юнга [58, 87]. Благодаря этому обстоятельству пик с $E_\Lambda = 17$ МэВ в спектре ${}^8\text{Be}$ (см. рис. 7) несмотря на значительную энергию возбуждения имеет умеренную ширину $\Gamma \simeq 6$ МэВ.

Подход к изучению гиперядерной структуры Λ , основанный на использовании $SU(3)$ -симметрии, является альтернативой приближения слабой связи. Поэтому его применение представляет наибольший интерес в тех случаях, когда в эксперименте наблюдается существенное отклонение от предсказаний модели слабой связи, и вероятной причиной этих отклонений могут быть частично сохранившие свою справедливость следствия $SU(3)$ -симметрии. Такой пример для гиперядра ${}^{13}\text{C}$ будет рассмотрен в разд. 5.

Структура легких гиперядер в модели нуклонных ассоциаций. Хотя эффекты счетверения могут быть объяснены качественно в модели оболочек, большая величина этих эффектов означает, что оболочечные волновые функции ядер начала $1p$ -оболочки должны сильно искажаться. Для описания α -ассоциирования в обычных ядрах успешно используется модель нуклонных ассоциаций (МНА) [85, 92], восходящая к методу резонирующих групп Уилера [93]. В работе Бандо и др. [94] МНА была применена для расчета спектра гиперядра ${}^8\text{Be}$. Волновая функция гиперядра записывается в виде

$$\psi_L = \sum_{l\lambda} w_{l\lambda} [\varphi_{\alpha\alpha}^{(\lambda)}(l) \otimes \chi_\lambda^{(l)}(R) Y_\lambda(R/R)]_L.$$

Здесь $\varphi_{\alpha\alpha}^{(\lambda)}(l)$ — волновая функция $\alpha\alpha$ -системы с орбитальным моментом относительного движения l , построенная методом генераторных координат [92], функция $\chi_\lambda^{(l)}$ характеризует движение Λ -гиперона в поле α -кластеров, λ — орбитальный момент Λ относительно центра масс $\alpha\alpha$ -системы, $L = l + \lambda$ (Λ -гиперон рассматривается как бесспиновая частица). Нуклон-нуклонное взаимодействие описывалось потенциалом Волкова, воспроизводящим свойства ${}^4\text{He}$ и низкоэнергетическое $\alpha\alpha$ -рассеяние. Потенциал взаимодействия ΛN гауссова типа был подогнан под экспериментальное значение энергии связи

гиперядра ${}^8\text{He}$. Система уравнений для функций $\varphi_{\alpha\alpha}^{(\lambda)}(i)$ и $\chi_{\lambda}^{(l)}(R)$ решается итерациями (начальное приближение — свободная $\alpha\alpha$ -система). Результаты расчета приведены в табл. 8.

Таблица 8. Спектр гиперядра ${}^9\text{Be}$ в модели нуклонных ассоциаций [94]:

J^π — полный орбитальный момент и четность уровня с энергией E_Λ , принадлежащего ротационной полосе K ; $w^2(L\lambda)$ — вероятности конфигураций с относительным орбитальным моментом α кластеров L и орбитальным моментом Λ -гиперона относительно с. ц. м. ($\alpha + \alpha$) λ ; S — спектроскопический фактор для распада по каналу $\alpha + {}^5\text{He}$

K	J^π	E_Λ , МэВ	$w^2(L\lambda)$						S
0^+	0^+	—6,71	0,944(00)	0,054(22)	0,001(44)				
	2^+	—3,73	0,018(02)	0,944(20)	0,019(22)	0,001(24)	0,018(42)	0,000(44)	0,150
	4^+	3,93	0,000(04)	0,032(22)	0,000(24)	0,954(40)	0,013(42)	0,000(44)	0,116 0,075
0^-	1^-	0,46	0,545(01)	0,424(21)	0,019(23)	0,012(43)	0,001(45)		0,21
	3^-	4,50	0,015(03)	0,829(21)	0,013(23)	0,001(25)	0,135(41)	0,006(43)	0,214
	5^-	13,12	0,001(05)	0,051(23)	0,001(25)	0,938(41)	0,010(43)	0,000(45)	0,181
1^-	1^-	6,66	0,483(01)	0,511(21)	0,001(23)	0,006(43)	0,000(45)		0,013
	2^-	8,43	0,994(21)	0,003(23)	0,003(43)	0,000(45)			0
	3^-	13,20	0,002(03)	0,337(21)	0,002(23)	0,000(25)	0,657(41)	0,003(43)	0,018
	4^-	15,93	0,006(23)	0,000(25)	0,991(41)	0,003(43)	0,000(45)		0

Для состояний, принадлежащих основной ротационной полосе $K = 0^+$, приближение слабой связи $[\alpha\alpha]_L \otimes \Lambda_{0^+}$ хорошо воспроизводит структуру основного члена в волновой функции, однако малая примесь конфигураций с $\lambda \neq L$ оказывается существенной при вычислении энергий уровней (без учета смешивания конфигураций энергия связи основного состояния $B_\Lambda = 5,1$ МэВ, результат точного расчета $B_\Lambda = B_\Lambda^{\text{экс}} = 6,7$ МэВ). Эффекты α -кластеризации приводят к существенному усилению переходов внутри полосы; например, для вероятности $E2$ -перехода $2^+ \rightarrow 0^+$ МНА дает значение $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+) = 12,3 e^2 \cdot \text{фм}^4$, что в 6 раз превышает предсказывание модели оболочек.

Когерентные переходы $(1p, 1p^{-1})_{\Lambda\alpha}^{0+}$ в реакции ${}^9\text{Be}(K^-, \pi^-) {}^9\text{Be}$ приводят к образованию состояний с $L^\pi = 1^-$. В данном случае имеется два таких состояния при $E_\Lambda = 0,46$ МэВ ($K = 0^-$) и $E_\Lambda = 6,66$ МэВ ($K = 1^-$), и для обоих характерно сильное смешивание конфигураций $(l\lambda) = (01, 21)$ вследствие сильной деформации нуклонного остова. Поскольку полоса $K = 1^-$ имеет структуру, аналогичную ${}^9\text{Be}$, а полоса $K = 0^-$ в обычных ядрах не появляется из-за принципа Паули, доминирующий вклад в когерентное рождение ${}^9\text{Be}$ вносит верхнее состояние $1\frac{1}{2}$. Его энергия хорошо согласуется с экс-

периментально измеренным положением когерентного пика $E_{\Lambda} = 6$ МэВ. Нижнее состояние 1_1^- в пределе модели оболочек соответствует суперсимметричному состоянию ($|f| = [54]$). Расщепление состояний 1^- в МНА $\Delta E = 6,2$ МэВ близко к теоретическому расщеплению суперсимметричного состояния и нижнего САС $\Delta E = 5$ МэВ [50]. Структурные различия состояний 1_1^- и 1_2^- проявляются и в их распадных свойствах: для первого из них основной канал распада $\alpha + {}^5_{\Lambda}\text{He}$, для второго $\Lambda + {}^8\text{Be}$.

Применение МНА к описанию гиперядер получило дальнейшее развитие в работе [95], где микроскопическая трехкластерная модель $\alpha + x + \Lambda$ ($x = n, d, t, \alpha$) была использована для описания возбуждений ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^8_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$. Расчеты хорошо воспроизводят положение основного состояния и нижнего когерентного пика в реакции (K^- , π^-). Для некоторых низколежащих уровней (например, ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$) предсказания МНА существенно отличаются от предсказаний модели оболочек [16], поэтому изучение γ -переходов в гиперядрах представляет интерес и для выяснения роли кластерных эффектов. Возбуждения ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ рассматривались также в рамках трехчастичного молекулярного подхода в работе [96] и как задача трех тел на базе уравнений Фаддеева в работе [97].

5. ΛN -ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗ СПЕКТРОСКОПИИ ГИПЕРЯДЕР

Изучение гиперон-нуклонного взаимодействия на основе гиперядерных данных в условиях, когда детальные экспериментальные результаты только начинают накапливаться, требует физически мотивированной системы выбора наиболее существенных членов в ΛN -взаимодействии при построении гиперядерной модели. Поэтому важно выяснить роль сил различных типов в формировании гиперядерных спектров. Например, слабость спин-орбитального Λ -ядерного взаимодействия по сравнению с центральным установлена на основании анализа энергетического расщепления и интенсивностей когерентных пиков в реакции (K^- , π^-) на ядрах с дважды заполненными (под) оболочками. Появление экспериментальных данных по спектрам возбуждения легких гиперядер в реакции (K^- , π^-) в широком интервале переданных импульсов и с хорошим энергетическим разрешением позволяет приступить к изучению структуры остаточного ΛN -взаимодействия.

Остаточное ΛN -взаимодействие из анализа реакции ${}^{13}\text{C}$ (K^- , π^-) ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$. Сечение реакции (K^- , π^-) на ядре ${}^{13}\text{C}$, измеренное в БНЛ при импульсе пучка $p_K = 800$ МэВ/с и углах вылета пиона $\theta = 0 \div 25^\circ$ [98], демонстрирует весьма богатый спектр уровней гиперядра ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ (рис. 14): при $\theta = 4^\circ$ хорошо различимы пять пиков. Схема возбуждения ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ в пределе слабой связи изображена на рис. 15. Два нижних пика (1 и 2) соответствуют переходам $(1s, 1p^{-1})_{\Lambda n}^-$ в основное состояние ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}_{gs} = [{}^{12}\text{C}_{gs} \otimes (1s_{1/2})_{\Lambda}]_{1/2^+}$ ($E = 0$) и состояние $[{}^{12}\text{C}(2^+0) \otimes (1s_{1/2})_{\Lambda}]_{3/2^+}$ с возбужденным нуклонным остовом ($E =$

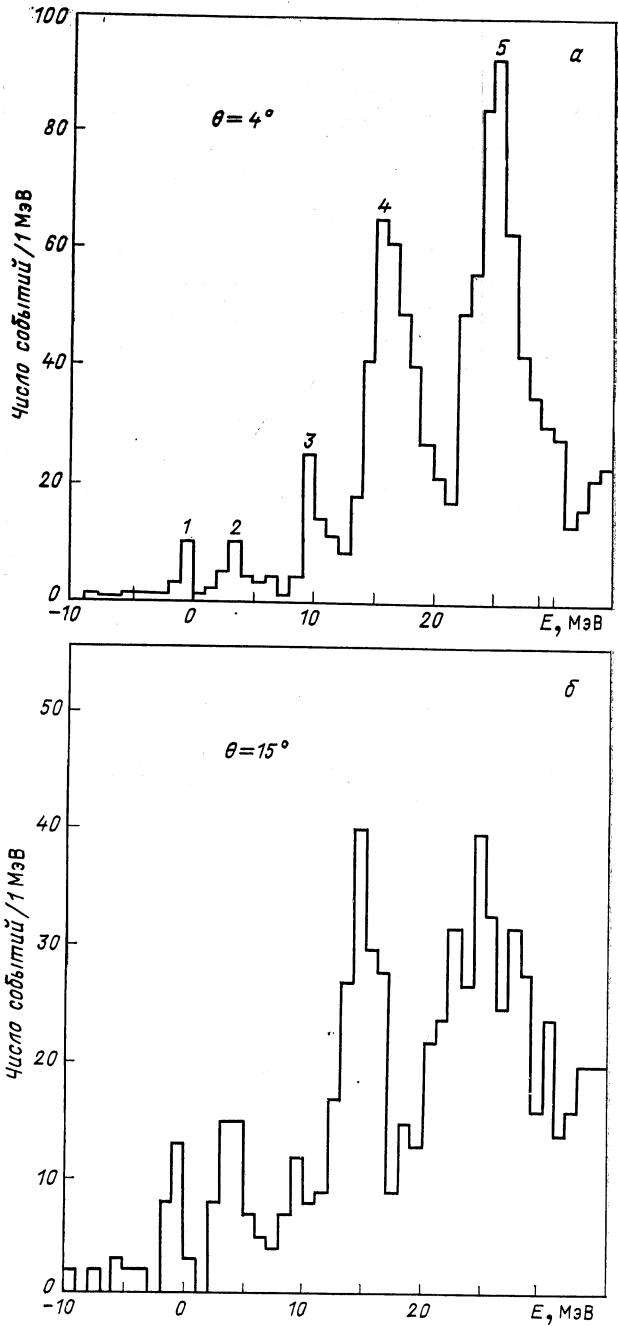
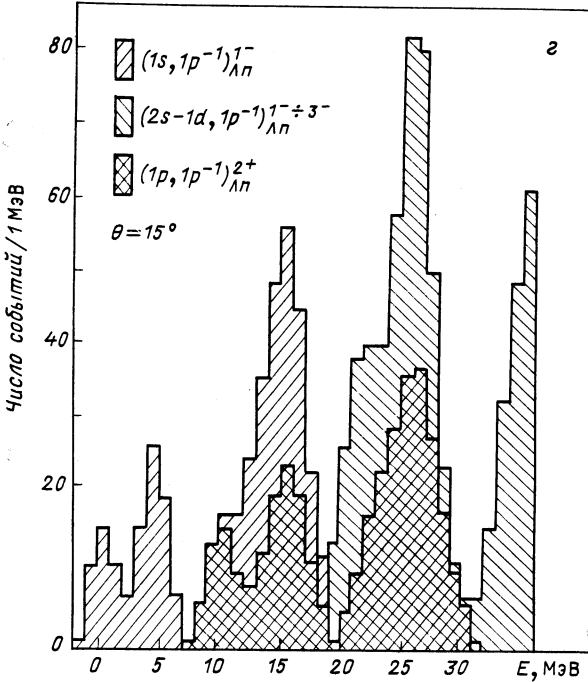
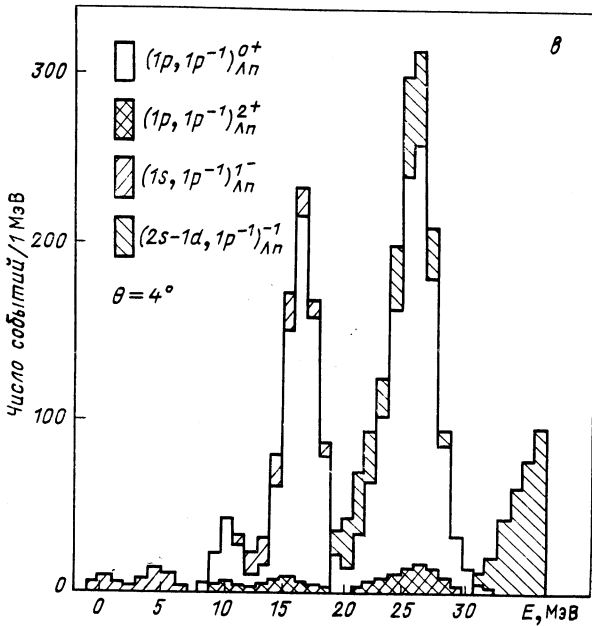


Рис. 14. Спектры возбуждений гиперядра $^{13}\Lambda\text{C}$ в реакции $^{13}\text{C} (K^-, \pi^-)^{13}\Lambda\text{C}$ при чистый расчет [99]. Отдельно показаны вклады различных переходов ($n'l'$),



$p_K = 800$ МэВ/с и θ , равном 4 и 15° , а, б — эксперимент [98], в, г — теорети-
 $(nl)^{-1}L_{\Lambda n}$

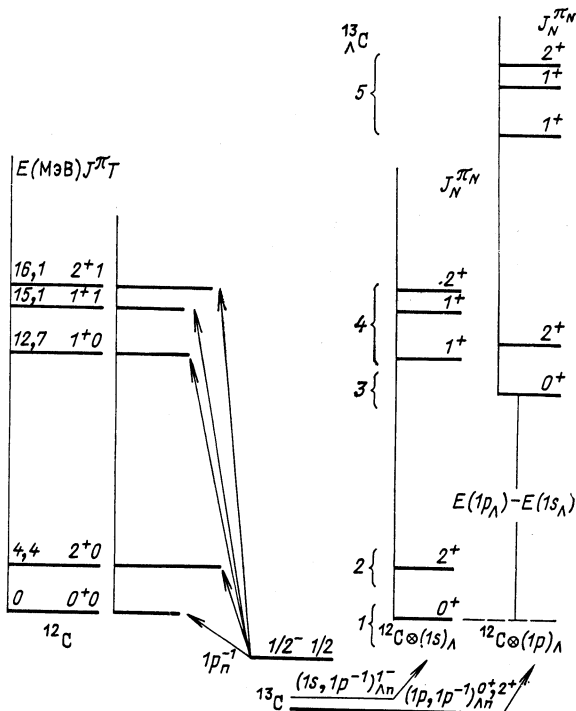


Рис. 15. Схема генеалогической связи $^{13}\text{C}_{gs} \rightarrow n + ^{12}\text{C} (J^{\pi T})$ и спектр возбуждений гиперядра ^{13}C в пределе слабой связи. Уровни, обозначенные номерами 1—5, соответствуют пяти экспериментально наблюдаемым пикам (см. рис. 14, а) при $E = 0; 4,4; 10,4; 16,4$ и $25,7$ МэВ

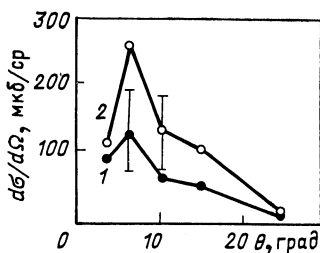


Рис. 16. Зависимость дифференциального сечения возбуждения гиперядра ^{13}C в области пиков 1 ($E = 0$ МэВ) и 2 ($E = 4,4$ МэВ) от угла вылета пиона θ [98]

= 4,4 МэВ). Подобная интерпретация подтверждается характерной для переходов $(1s, 1p^{-1})_{\Lambda n}^{-1}$ угловой зависимостью сечения возбуждения этих пиков (рис. 16). Третий пик при энергии возбуждения $E = 10,4$ МэВ обусловлен когерентным переходом $(1p_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ в состояние $^{13}\text{C} (1/2^-_{11}) = [^{12}\text{C} (0^+0) \otimes (1p_{1/2})_{\Lambda} 1/2^-]$. С увеличением угла пик сдвигается вниз $[\Delta E_3 (4-15^\circ) = (0,36 \pm 0,3) \text{ МэВ}]$ — в

этом случае доминирующий вклад вносит переход $(1p_{3/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Delta n}^{2+}$ в состояние $[^{12}\text{C}(0^+ 0) \otimes (1p_{3/2})_{\Delta}]_{3/2^-}$. Отсюда в предположении применимости приближения слабой связи можно заключить, что спин-орбитальное расщепление гиперядерных уровней $1p$ -оболочки мало: $\varepsilon_p = E((1p_{1/2})_{\Delta}) - E((1p_{3/2})_{\Delta}) = (0,36 \pm 0,3) \text{ МэВ}$.

Дальнейшее рассмотрение обнаруживает, однако, существенные отклонения от предсказаний модели слабой связи [99]. Четвертый пик при $E = 16,4 \text{ МэВ}$ ($\theta = 4^\circ$) соответствует когерентному переходу $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Delta n}^{0+}$ в состояние $^{13}\text{C}(1/2_{(2)}^-) = [^{12}\text{C}(2^+ 0) \otimes (1p_{3/2})_{\Delta}]_{1/2^-}$. С ростом угла увеличивается вклад перехода $(1p, 1p^{-1})_{\Delta n}^{2+}$ в состояние $[^{12}\text{C}(2^+ 0) \otimes (1p)_{\Delta}]_{5/2^-}$, пик заметно смещается вниз [$\Delta E_4(4 \div 15^\circ) = (1,7 \pm 0,4) \text{ МэВ}$]. Попытка объяснить этот сдвиг в приближении слабой связи ведет к противоречию с предшествующей оценкой ε_p , так как требует отрицательного значения ε_p порядка нескольких мегаэлектрон-вольт. Расстояние между двумя когерентными пиками, соответствующими переходам в состояния $^{13}\text{C}(1/2_{(1)}^-)$ и $^{13}\text{C}(1/2_{(2)}^-)$, $\Delta E_{34} = (6,0 \pm 0,4) \text{ МэВ}$ также заметно отличается от разности энергий нуклонных остовов (4, 4 МэВ). Пренебрежение остаточным взаимодействием приводит здесь к аналогичному противоречию [$\varepsilon_p = (-1,6 \pm 0,4) \text{ МэВ} < 0$]. Наконец, наиболее значительное отклонение от предсказаний модели слабой связи наблюдается в отношении сечений возбуждения двух когерентных пиков при $\theta = 4^\circ$: эксперимент дает $\rho = \frac{\sigma(1/2_{(2)}^-)}{\sigma(1/2_{(1)}^-)} \simeq 5$, тогда как теоретическое значение, определяемое отношением соответствующих спектроскопических факторов, равно 1,83 [56]. Все эти данные свидетельствуют о существенности остаточного ΔN -взаимодействия.

Подробный анализ возбуждений ^{13}C в реакции (K^-, π^-) был выполнен в [99]. Теоретический спектр уровней ^{13}C рассчитывался в многочастичной модели оболочек. Учитывались все состояния конфигураций $\{(1s)_N^{\uparrow} (1p)_N^{\uparrow} (1s)_{\Delta}\}$ и $\{(1s)_N^{\uparrow} (1p)_N^{\uparrow} (1p)_{\Delta}\}$, а при энергиях возбуждения $E > 18 \text{ МэВ}$ включались наиболее существенные состояния конфигураций $\{(1s)_N^{\uparrow} (1p)_N^{\uparrow} (1s)_{\Delta}\}$ и $\{(1s)_N^{\uparrow} (1p)_N^{\uparrow} (2s - 1d)_{\Delta}\}$. Одночастичные волновые функции нуклонов соответствовали потенциалам Вудса — Саксона с параметрами, подогнанными по энергиям одночастичных уровней и зарядовой плотности. Идентичную геометрию [$r_0 = 1,15 \text{ фм}$, $b = 0,63 \text{ фм}$ в обозначениях формулы (14)] имел гиперон-ядерный потенциал, интенсивность его была фиксирована заданными значениями энергии связи $1p$ -уровней $B_{\Delta}(1p_{3/2}, 1p_{1/2}) = (0,6; 0,1 \text{ МэВ})$. Остаточное NN -взаимодействие учитывалось согласно Коэну и Курату [56] (рассматривалась также оригинальный вариант остаточного взаимодействия, который дает сходные результаты). ΔN -взаимодействие содержало центральную и двухчастичную спин-орбитальную компоненты

$$V_{\Delta N} = -v(r)(1 - \varepsilon_x + \varepsilon_x P_x)(1 + \alpha_{\Delta} \sigma_{\Delta} \sigma_N) + \\ + v_{\pm}(r)(\sigma_{\Delta} \pm \sigma_N) I_{N\Delta}.$$

Так как экспериментальные данные не позволяют сделать выбор между различными вариантами расчетов для $(1s)_\Delta$ -конфигураций, дальнейшее рассмотрение касается преимущественно возбуждений в области пиков 3, 4 и 5 [описание $(1s)_\Delta$ -конфигураций следовало из [16]]. Для $l_N = l_\Delta = 1$ центральное ΛN -взаимодействие определяется двумя слэтеровскими интегралами:

$$F^{(k)} = \int dr_N dr_\Lambda R_\Lambda^2(r_\Lambda) R_N^2(r_N) V_k(r_N, r_\Lambda), \quad k=0,2,$$

где $R_{\Lambda, N}(r)$ — радиальные волновые функции Λ -гиперона и нуклона на $1p$ -оболочке; $V_k(r_N, r_\Lambda)$ определены соотношением

$$V(|r_N - r_\Lambda|) = \sum_{k=0}^{\infty} V_k(r_N, r_\Lambda) P_k(r_N r_\Lambda / r_N r_\Lambda).$$

Следующие параметры были зафиксированы: $F^{(0)} = -1,16$ МэВ [50], $\alpha_\Delta = -0,1$ [10, 37], $\epsilon_x = 0$; параметры ϵ_p и $F^{(2)}$ варьировались. С найденными волновыми функциями гиперядерных уровней вычислялось в БПИВ сечение реакции $^{13}\text{C}(K^-, \pi^-)^{13}_\Delta\text{C}$, для описания мезон-ядерного взаимодействия использовались оптические потенциалы, подогнанные по имеющимся данным об упругом рассеянии K^- и π^- на ^{12}C .

Теоретические спектры для $\theta = 4$ и 15° представлены на рис. 14, в, г ($F^{(2)} = -3$ МэВ, $\epsilon_p = 0,5$ МэВ). Показанные отдельно вклады различных переходов $(n'l', (nl)^{-1})_{\Lambda n}^L$ демонстрируют характер гиперядерных возбуждений при малых и больших q . На рис. 17 изображена угловая зависимость дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ для трех интервалов энергий возбуждения в областях пиков 3, 4 и 5. Хорошее согласие теоретических спектров и угловых зависимостей с экспериментальными данными как по форме, так и по абсолютной величине позволяет использовать разработанную модель для определения параметров остаточ-

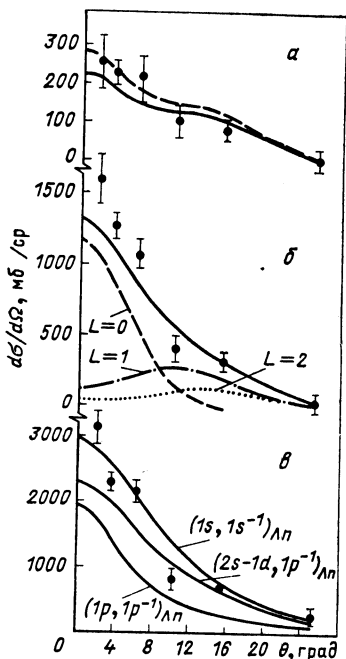
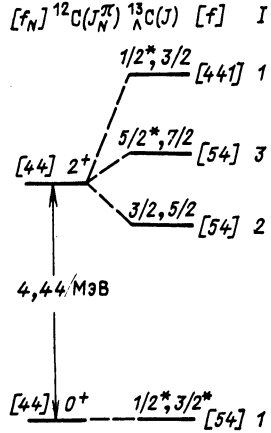


Рис. 17. Зависимость дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ образования гиперядра $^{13}_\Delta\text{C}$ в реакции (K^-, π^-) от угла вылета пикона θ для пиков 3, 4 и 5 (а, б и в) [99]:

сплошная и пунктирная кривые в случае (а) соответствуют расчетам с двумя вариантами остаточного $N\bar{N}$ -взаимодействия [99] и [57]. В случае (б) сплошной кривой показан суммарный вклад переходов с $L = 0, 1, 2$. Экспериментальные данные из работы [98]

Рис. 18. Схема уровней $^{13}\text{C} = (^{12}\text{C} (0^+, 2^+) \otimes (1p)_\Delta$ для взаимодействия, не зависящего от спина Λ -гиперона



ного ΛN -взаимодействия. Наиболее информативным оказывается анализ гиперядерной структуры в области пиков 3 и 4 ($E = 10 \div 16$ МэВ).

Гиперядерные состояния, лежащие в области энергий возбуждения $E = 10 \div 16$ МэВ, имеют структуру $[^{12}\text{C} (0^+, 2^+) \otimes (1p)_\Delta]_{J^-}$. Состояния $(J^\pi T) = (0^+ 0), (2^+ 0)$ ядра ^{12}C с хорошей точностью аппроксимируются синглетной волновой функцией ($S_N = 0$), поэтому при диагонализации остаточного взаимодействия можно ограничиться учетом только центральной компоненты. Пусть $\epsilon_p = 0$, тогда $\mathbf{I} = \mathbf{J}_N + \mathbf{I}_\Lambda$ — «хорошее» квантовое число, а гиперядерные уровни двукратно вырождены ($\mathbf{J} = \mathbf{I} + \mathbf{s}_\Lambda$). Спектр состояний $[^{12}\text{C} (0^+, 2^+) \otimes (1p)_\Delta]_{J^-}$ определяется значением $F^{(2)}$ и для $F^{(2)} = -3$ МэВ показан на рис. 18; состояния, вносящие основной вклад в пики 3 и 4 при $\theta = 4$ и 15° , отмечены звездочкой. Хотя остаточное ΛN -взаимодействие значительно слабее NN -взаимодействия (соответствующий слэтеровский интеграл для $1p$ -оболочки $F_N^{(2)} = 10$ МэВ), найденные волновые функции демонстрируют тенденцию к установлению симметрии относительно перестановки барионов на $1p$ -оболочке, так что различные гиперядерные состояния можно характеризовать схемой Юнга $[f]$ орбитальной симметрии доминирующей конфигурации, как это показано на рис. 18. Таким образом, состояние $^{13}\text{C} (1/2^-_{(1)})$ имеет структуру, близкую к суперсимметричной ($[f] = [54]$), и, следовательно, плохо возбуждается при малых переданных импульсах, тогда как симметрия состояния $^{13}\text{C} (1/2^-_{(2)})$ совпадает с симметрией $^{13}\text{C}_{g.s} [441]$, что обеспечивает когерентность его образования при малых q . Эта картина сохраняется и при слабой спиновой зависимости ΛN -взаимодействия. Например, при $F^{(2)} = -3,0$ МэВ и $\epsilon_p = 0,5$ МэВ волновая функция нижнего состояния $1/2^-$ имеет вид:

$$|^{13}\text{C} (1/2^-_{(1)})\rangle = \cos \theta_m [|^{12}\text{C} (0^+)\rangle \otimes |(1p_{1/2})_\Delta\rangle]_{1/2^-} + \sin \theta_m [|^{12}\text{C} (2^+)\rangle \otimes |(1p_{3/2})_\Delta\rangle]_{1/2^-},$$

где $\theta_m = 0,287$ и суперсимметричная компонента $[54]$ содержится в ней с амплитудой 0,88. В результате возникает сильное отклонение величины $\rho = \frac{\sigma(1/2^-_{(2)})}{\sigma(1/2^-_{(1)})} = [\Theta(3/2) - \Theta(1/2) \text{tg} \theta_m]^2 / [\Theta(1/2) - \Theta(3/2) \text{tg} \theta_m]^2$, $[\Theta(j)]$ — спектроскопические амплитуды нейтрон-

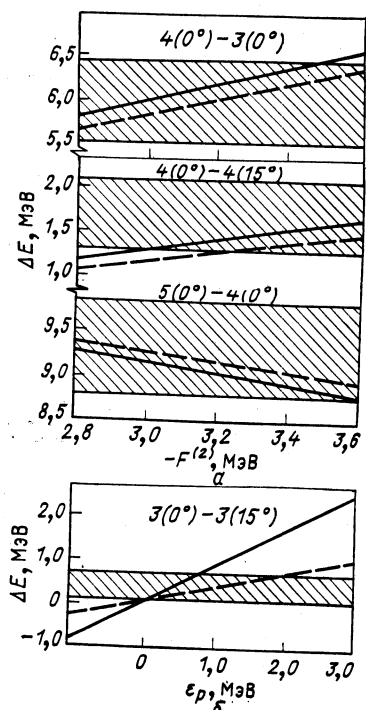


Рис. 19. Зависимость энергетического расщепления ΔE отдельных пар или групп уровней ^{13}C (а) от $F^{(2)}$ при $\epsilon_p = 0,5$ МэВ (б) от ϵ_p [99]:

заштрихованные области соответствуют экспериментальным расщеплениям и сдвигам пиков $\Delta E = E_4(0^\circ) - E_3(0^\circ)$, $\Delta E = E_4(0^\circ) - E_4(15^\circ)$, $\Delta E = E_5(0^\circ) - E_4(0^\circ)$, $\Delta E = E_5(0^\circ) - E_5(15^\circ)$ [98]. Расчет для двух вариантов остаточного NN-взаимодействия [99] и [54] показан в случае а соответственно сплошными и штриховыми кривыми. В случае б сплошная (штриховая) кривая — расчет с учетом только одночастичного (двухчастичного) спин-орбитального взаимодействия

ного подхвата $^{13}\text{C}_{gs} \rightarrow ^{12}\text{C} + n(1p_j)$ от предсказаний модели слабой связи. Для $-3,0 < F^{(2)} < -3,6$ МэВ $\rho = 6 \div 7$ в хорошем согласии с экспериментом. При наличии обменных сил в ΛN -взаимодействии ($\epsilon_x \neq 0$) тенденция обособления суперсимметричного состояния усиливается. В частности, для сил Сербера ($\epsilon_x = 1/2$) $\rho_{\text{теор}} \gg \rho_{\text{эксп}}$, поэтому выбор $\epsilon_x \simeq 0$ выглядит предпочтительным.

Взаимодействие, зависящее от спина Λ -гиперона, приводит к дуб-

летному расщеплению уровней с данным I . Имеющиеся экспериментальные данные позволяют определить только расщепление самого нижнего дублета ($1/2^-, 3/2^-$) ($I = 1$, $[f] = [54]$): в пик 3 доминирующей вклад при $\theta = 4^\circ$ вносит состояние $1/2^-$, а при $\theta = 15^\circ$ состояние $3/2^-$. В результате можно выразить ϵ_p через $\Delta E_3(4-15^\circ)$, причем результат слабо зависит от $F^{(2)}$, так как в выражении, связывающем $\Delta E_3(4-15^\circ)$ с ϵ_p , можно пренебречь членами первого порядка по $F^{(2)}$ (для не слишком больших ϵ_p , $\epsilon_p \leq 3$ МэВ). Если интервал значений $F^{(2)}$ зафиксирован величиной ρ и $v_{\pm} = 0$, то $\epsilon_p = c\Delta E_3$, где $c = 1,15 \pm 0,03$. Отсюда следует, что $\epsilon_p = (0,4 \pm 0,3)$ МэВ. В случае $v_{\pm} \neq 0$ малая величина ΔE_3 означает, что одно- и двухчастичные спин-орбитальные силы совместно дают слабый эффект (рис. 19).

При фиксированном значении ϵ_p ограничения на $F^{(2)}$, возникающие из рассмотрения энергетического расщепления пиков 3 и 4 при $\theta = 4^\circ$ $\Delta E_{3,4}$ и сдвигов пиков 4 и 5 при изменении угла от 4° до 15° $\Delta E_{4,5}(4-15^\circ)$, показаны на рис. 19. При $\epsilon_p = 0,5$ МэВ все указанные выше отклонения от предела слабой связи получают объяснение, если $-3,4 < F^{(2)} < -3,0$ МэВ. Ситуация при этом остается, однако, весьма далекой от предела сильной связи $V_{\Lambda N} \simeq V_{NN}$, при реализации которого, например, вместо двух мощных когерентных пиков при $E = 16,4$ МэВ и $E = 25,7$ МэВ имелся бы один пик, состоящий из двух близких компонент $T = 0,1$.

Когерентность в реакции (K^- , π^-) и спин-спиновое взаимодействие. В разд. 1 был рассмотрен в модели слабой связи спектр возбуждений гиперядра ${}^{12}_\Lambda\text{C}$. При этом мощный узкий пик при $E = 0$ (см. рис. 3) отождествляли с когерентным переходом $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ в состоянии $[{}^{11}\text{C}_{g_s} \otimes (1p_{3/2})_\Lambda]_{0+}$. В пределе jj -связи когерентный переход на $1p$ -оболочке действительно приводит к образованию единственного состояния ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ (0^+). Однако, согласно реалистическим расчетам генеалогических коэффициентов для ядра ${}^{12}\text{C}$ [56], вклад основного состояния ${}^{11}\text{C}$ в правило сумм для спектроскопических факторов отделения $1p$ -нейтрона составляет только 71%. Следовательно, возникает вопрос, как другие состояния ${}^{11}\text{C}$, необходимые для

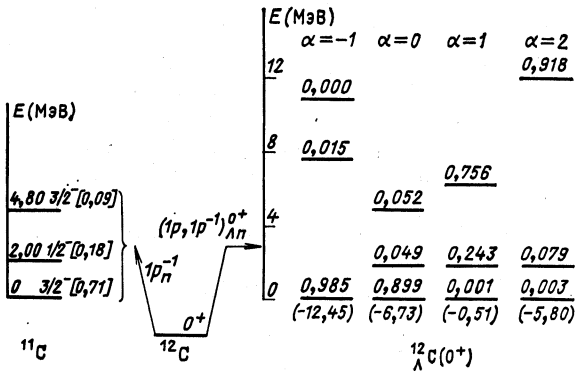


Рис. 20. Схема генеалогической связи ${}^{12}_\Lambda\text{C}_{g_s} \rightarrow {}^{11}\text{C} + n(1p_j)$ и спектры уровней ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ (0^+) = $[{}^{11}\text{C}(J^\pi E) \otimes (1p)_\Lambda]_{0+}$ для различных значений параметра спин-спинового взаимодействия α_Λ [38]:

нейтронные спектроскопические факторы приведены в квадратных скобках. Для гиперядерных уровней указаны относительные вероятности возбуждения в реакции ${}^{12}\text{C}(K^-, \pi^-) {}^{12}_\Lambda\text{C}$ при $\alpha = 0$, абсолютные значения энергии взаимодействия Λ -гиперона на $1p$ -оболочке для нижнего уровня даны в круглых скобках (МэВ)

насыщения правила сумм ($J^\pi = 1/2^-$, $E = 2,0$ МэВ и $J^\pi = 3/2^-$, $E = 4,8$ МэВ), проявляются в реакции ${}^{12}\text{C}(K^-, \pi^-) {}^{12}_\Lambda\text{C}$. Ответ на него был дан в работе [38], где спектр состояний $|{}^{12}_\Lambda\text{C}(0^+)\rangle = |({}^{11}\text{C}(J^\pi, E) \otimes (1p)_\Lambda)_{0+}\rangle$ вычислялся с учетом возбуждений нуклонного остова. Остаточное взаимодействие выбиралось в виде $(1 + \alpha_\Lambda \sigma_\Lambda \sigma_N) v(r_{\Lambda N})$, где центральная часть характеризовалась слэтеровскими интегралами $F^{(0)} = -1$ МэВ и $F^{(2)} = -3$ МэВ, а параметр α_Λ варьировался на отрезке $[-1, 2]$. Вычисленные энергии уровней 0^+ и относительные вероятности их возбуждения в реакции (K^- , π^-) при $q = 0$ для различных значений α_Λ показаны на рис. 20. С ростом α_Λ максимум интенсивности когерентного перехода $(1p, 1p^{-1})_{\Lambda n}^{0+}$ смещается в сторону больших энергий возбуждения. При $\alpha_\Lambda = 0$, что близко к физическому случаю ($\alpha_\Lambda \simeq -0,1$ согласно [10, 37]), нижнее состояние имеет структуру $|{}^{12}_\Lambda\text{C}(0^+)\rangle \simeq 0,857 \times$

$\times [| ^{11}\text{C} (3/2^-; 0) \rangle \otimes | (1p_{3/2})_{\Lambda} \rangle]_{0^+} + 0,515 [| ^{11}\text{C} (1/2^-; 2,00) \rangle \otimes | (1p_{1/2})_{\Lambda} \rangle]_{0^+}$ и на него приходится 90% интенсивности вместо 71% в пределе слабой связи. Такое увеличение когерентности вызвано конструктивной интерференцией перехода в два нижних состояния ядерного кора. С уменьшением α_{Λ} степень когерентности для нижнего состояния растет, достигая 98,5% при $\alpha_{\Lambda} = -1$. Если же параметр α_{Λ} увеличивается, принимая положительные значения, когерентное рождение становится характерным для верхнего состояния 0^+ . При $\alpha_{\Lambda} = 1$ вероятность образования нижнего состояния пренебрежимо мала, и полная интенсивность распределена в отношении 3 : 1 между верхним и средним уровнями 0^+ , расщепленными на 4,5 МэВ. Этот результат означает, что экспериментально наблюдаемая высокая степень когерентности в рождении Λ -гиперядер в реакции (K^- , π^-) при малых q накладывает определенные требования на гиперядерную структуру и, как следствие, на ΛN -взаимодействие. Большой интерес представляет вопрос о степени когерентности в образовании Σ -гиперядер в реакции (K^- , π^{\pm}), поскольку из-за существенной спиновой зависимости ΣN -сил [100] полная интенсивность когерентного перехода в отличие от случая Λ -гиперядер может оказаться распределенной по нескольким Σ -гиперядерным состояниям [38].

6. Σ -ГИПЕРЯДРА

Особенностью Σ -гиперядер является возможность $\Sigma\Lambda$ -конверсии в результате сильной связи каналов $\Sigma N - \Lambda N$. Используя экспериментальное сечение реакции $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ при низких энергиях $\sigma_{\Sigma\Lambda}^*$, можно оценить длину конверсии в ядре $\lambda = 1/\rho\sigma_{\Sigma\Lambda} \sim 1$ фм. Так как λ не превышает размера ядра, нельзя, казалось бы, ожидать существования квазидискретных уровней в Σ -ядерной системе. Более формально: пусть взаимодействие Σ -гиперона с ядром описывается локальным не зависящим от энергии оптическим потенциалом

$$V_{\text{опт}}(r) = -\frac{2\pi}{M} \left(1 + \frac{m_{\Sigma}}{m_N}\right) \bar{a}_{\Sigma N} \rho(r). \quad (25)$$

Здесь M — приведенная масса, $\rho(r)$ — ядерная плотность, $\bar{a}_{\Sigma N}$ — эффективная длина ΣN -рассеяния, которая определяется, например, из данных по Σ -атомам [101]:

$$\bar{a}_{\Sigma N} = (0,35 \pm 0,04) + i(0,19 \pm 0,03) \text{ фм.}$$

При этом $\text{Re } V_{\text{опт}}(0) = -26$ МэВ, $\text{Im } V_{\text{опт}}(0) = -14$ МэВ; близкое значение $\text{Im } V_{\text{опт}}(0) = -11$ МэВ получается, если выразить $\text{Im } \bar{a}_{\Sigma N}$ через низкоэнергетическое сечение реакции $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ [102]. В первом порядке по $\text{Im } V_{\text{опт}}$ ширина конверсии $\Gamma_{\Sigma\Lambda}$

* Энергетическая зависимость $\sigma_{\Sigma\Lambda}$ приближенно описывается формулой $\sigma_{\Sigma\Lambda} = 65 \text{ мб}/(v + 20v^2)$, где v — относительная скорость Σ^- и p [100].

дается формулой

$$\Gamma_{\Sigma\Lambda} = \frac{4\pi}{M} \left(1 + \frac{m_{\Sigma}}{m_N} \right) \text{Im} \bar{a}_{\Sigma N} \int |\psi(r)|^2 \rho(r) d^3r, \quad (26)$$

где $\psi(r)$ — волновая функция Σ -гиперона. Таким образом, для состояний, локализованных внутри ядра, $\Gamma_{\Sigma\Lambda} \simeq -2\text{Im} V_{\text{опт}}(0) \simeq 20 \div 30$ МэВ [103]. К этой оценке близки результаты численного

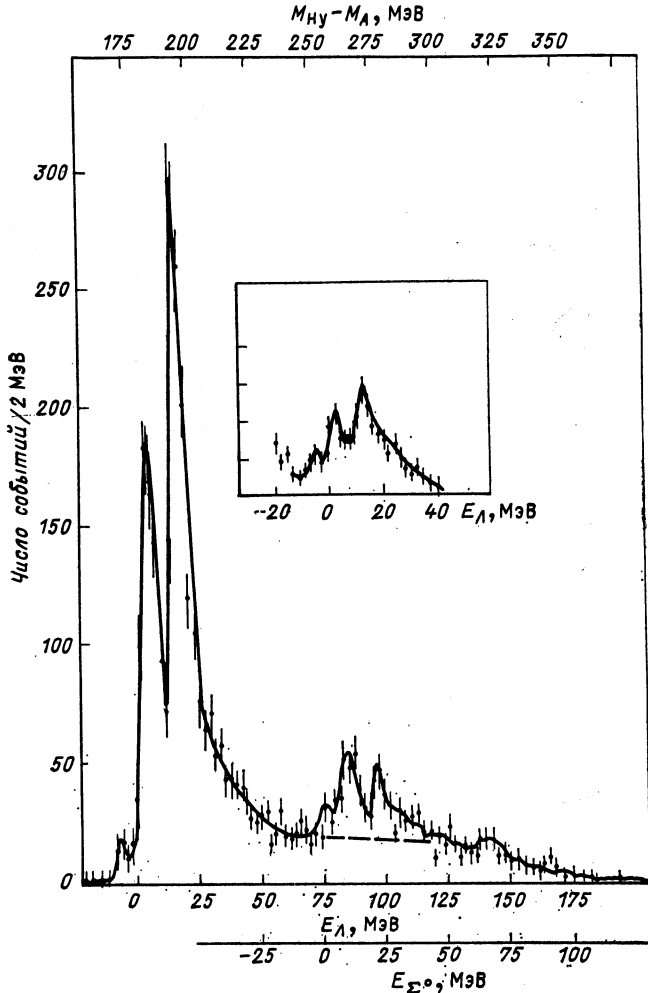


Рис. 21. Спектры возбуждения Λ - и Σ -гиперядер в реакции (K^- , π^-) на ядре ${}^9\text{Be}$ при $p_K = 720$ МэВ/с и $\theta = 0^\circ$ [105]. Энергии E_Λ и E_Σ отсчитываются от порогов каналов ($\Lambda + {}^8\text{Be}_{gs}$) и ($\Sigma^0 + {}^8\text{Be}_{gs}$). На вставке спектр возбуждения гиперядра ${}^9_\Lambda\text{Be}$ при $p_K = 900$ МэВ/с

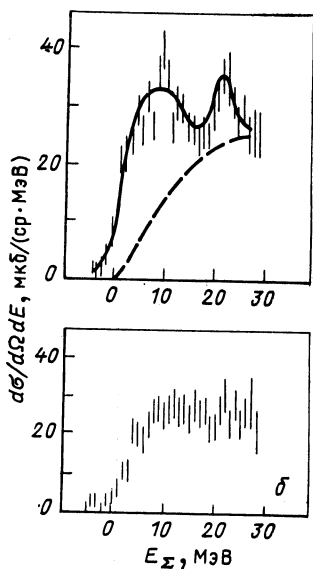


Рис. 22. Энергетическая зависимость дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega dE$ реакции ${}^6\text{Li} (K^-, \pi^+) {}^6\text{H}$ при $p_K = 713 \text{ МэВ/с}$ и $\theta = 3,7^\circ$ (а) и 9° (б) [107]

решения задачи на собственные значения гамильтониана системы Σ -ядро со взаимодействием (25) [104]: для гиперядра ${}^{12}\text{C} \Gamma_{\Sigma\Delta} (1s) = 23 \text{ МэВ}$ [$B_\Sigma (1s) = 13 \text{ МэВ}$], $\Gamma_{\Sigma\Delta} (1p) = 13 \text{ МэВ}$ [$B_\Sigma (1p) = 0 \text{ МэВ}$], для гиперядра ${}^{40}\text{Ca} \Gamma_{\Sigma\Delta} (1s) = 28 \text{ МэВ}$, $\Gamma_{\Sigma\Delta} (1p) = 23 \text{ МэВ}$, $\Gamma_{\Sigma\Delta} (1d) = 18 \text{ МэВ}$, $\Gamma_{\Sigma\Delta} (2s) = 16 \text{ МэВ}$. Поэтому весьма неожиданным было наблюдение узких структур ($\Gamma \lesssim 10 \text{ МэВ}$) вблизи порога канала ($\Sigma + A^{-1}Z'$) в сечениях $d\sigma/d\Omega dE$ реакций ${}^AZ (K^-, \pi^\pm) X$ на легких ядрах.

Σ -гиперядра в реакции (K^-, π^\mp) .

Первые данные, свидетельствующие о существовании Σ -гиперядер, были получены группой Гейдельберг — Сакле — Страсбург в ЦЕРНе [105]. На рис. 21 показан спектр недостающей массы для реакции ${}^9\text{Be} (K^-, \pi^-) X$ при $p_K = 720 \text{ МэВ/с}$ и $\theta = 0^\circ$. Два мощных пика в левой части спектра (E_Δ равна 6 и 17 МэВ) отвечают когерентному рождению ${}^8\text{Be}$ (переданный импульс $q = 57 \text{ МэВ/с}$). Примерно на 80 МэВ выше видна структура, состоящая из двух пиков ($E_{\Sigma 0} = E_\Delta - 77 \text{ МэВ} = 9 \text{ МэВ}$ и 20 МэВ). Эти пики соответствуют состояниям Σ -гиперядра, образующимся в результате когерентных переходов на $1p$ -оболочке. Импульс, передаваемый Σ -гиперядру, $q = 129 \text{ МэВ/с}$, и отношение сечений рождения ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}$ равно примерно 1 : 4. Для сравнения на вставке показан спектр ${}^8\text{Be}$ при $q = 67 \text{ МэВ/с}$ ($p_K = 900 \text{ МэВ/с}$). Этой же группой были получены указания на существование узкого состояния ${}^{12}\text{C}$ при $E_{\Sigma 0} = 4 \text{ МэВ}$, а также широких структур вблизи порога $\Sigma + A^{-1}Z'$ в реакциях (K^-, π^-) на ${}^7\text{Li}$ и (K^-, π^+) на ${}^9\text{Be}$ [106].

Эксперименты, выполненные в БНЛ [107], предоставили новые доказательства существования узких состояний Σ -гиперядер. На рис. 22 изображен спектр возбуждения гиперядра ${}^6\text{H}$ в реакции ${}^6\text{Li} (K^-, \pi^+) {}^6\text{H}$ при $p_K = 713 \text{ МэВ/с}$. При $\theta = 3,7^\circ$ отчетливо выражены два пика с энергиями E_Σ , равным 9,1 и 22 МэВ и полными ширинами (с учетом экспериментального разрешения $\delta E = 3 \text{ МэВ}$) Γ , равными соответственно 12 и 4,6 МэВ*. Оба пика исчезают с ростом угла θ , что позволяет отождествить их с когерентными переходами $(1p, 1p^{-1})_{\Sigma^{\pm}p}$

* Значения E и Γ могут несколько варьировать в зависимости от способа вычитания фона [107].

и $(1s, 1s^{-1})^{0+}$. Кроме того, согласно данным БНЛ [107], в реакции $^{16}\text{O} (K^-, \pi^+) ^{16}\text{C}$ наблюдается широкая структура при $E_\Sigma = 15$ МэВ ($\Gamma \simeq 19$ МэВ), которая может быть результатом наложения нескольких когерентных переходов на $1p$ -оболочке.

Открытие узких состояний Σ -гиперядер стимулировало изучение реакции (K^-, π^\mp) при более низких импульсах каонного пучка в условиях безотдачного рождения Σ -гиперядер. Сечения $d\sigma/d\Omega dE|_{\theta=0^\circ}$ реакций $^{12}\text{C} (K^-, \pi^-) X$, $^{12}\text{C} (K^-, \pi^+) X$ и $^{16}\text{O} (K^-, \pi^+) X$, измеренные группой Гейдельберг — Сакле в ЦЕРНе на пучке K^- с импульсом $p_K = 400 \div 450$ МэВ/с, характеризуются наличием хорошо выраженных пиков, отвечающих когерентным переходам на $1p$ -оболочке [108].

$\Sigma\Lambda$ -Конверсия и структура Σ -гиперядер. Можно ожидать, что по сравнению с Λ -гиперядрами Σ -гиперядра будут обладать более сложной структурой. Один из принципиальных вопросов, который здесь возникает, касается применимости концепции среднего поля для описания Σ -гиперона в ядре. Дело в том, что многоканальное рассмотрение Σ -гиперядра с учетом конверсии $\Sigma\Lambda$ приводит к эффективной одноканальной задаче с обобщенным оптическим потенциалом, который существенно нелокален и зависит от энергии. Аппроксимация его локальным потенциалом дает удовлетворительные результаты в задаче рассеяния и при рассмотрении Σ -атомов [101], когда вид потенциала внутри ядра малосуществен из-за сильного поглощения на поверхности. Однако, если интересоваться Σ -ядерными состояниями, для которых характерна локализация во внутриядерной области, подобная замена не выглядит безобидной. Другой вопрос относится к применимости приближения слабой связи для описания Σ -гиперядер. Исследования распространения Σ -гиперона в ядерной материи показывают, что значительная часть энергосвободы ($M_\Sigma - M_\Lambda$) может приходиться на ее возбуждение [109]. Применительно к конечным ядрам это означает необходимость учета возбужденных состояний нуклонного остова. Таким образом, возникающая картина нестабильной квазичастицы, несущей странность, оказывается более сложной, чем простая схема « Σ -гиперон в недеформируемом нуклонном остова».

Указывая на отличия от Λ -гиперядер, мы должны отметить также более сложную изоспиновую структуру Σ -гиперядер и значительное по ядерным масштабам нарушение изотопической инвариантности в изотриплете ($\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$): $M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^+} = 8$ МэВ. Кроме того, ожидается, что спин-орбитальные силы для Σ -гиперона в ядре столь же существенны, как и для нуклона [110, 111], а остаточное ΣN -взаимодействие имеет сильную спин-изоспиновую зависимость [100]. Требуется экспериментальное решение и вопрос о степени когерентности рождения Σ -гиперядер в реакции (K^-, π^\mp) при малых q [38].

Основной интерес вызывает в настоящее время проблема $\Sigma\Lambda$ -конверсии. Теоретическим расчетам ширины Σ -гиперядер посвящено большое число работ [104, 109, 112—121], мы остановимся на не-

которых из них, чтобы показать разнообразие использующихся подходов (см. [120]).

В рамках традиционного подхода, использующего локальный не зависящий от энергии потенциал, одна из возможных причин подавления $\Sigma\Lambda$ -конверсии была указана Довером и Галом [104]. Благодаря доминированию одноопионного обмена в процессе $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ и сильной спиновой зависимости ΣN -взаимодействия основной вклад в сечение конверсии $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ при низких энергиях ($\sim 90\%$) вносит волна ${}^{13}S_1$, где в начальном состоянии имеется притяжение (в волне ${}^{11}S_0$ существует отталкивание). В тяжелых ядрах, где спины и изоспины близки к насыщению, подобная избирательность малосущественна, но в легких ядрах $A \leq 16$ она может приводить к заметным эффектам. Рассмотрим, например, состояние Σ -гиперядра, образующееся в реакции ${}^6\text{Li}(K^-, \pi^+)_{\Sigma}^2\text{H}$ в результате когерентного перехода $(1s, 1s^{-1})_{\Sigma^{-p}}^{0+}$ [118]. Структура этого состояния такова, что в нем с большей вероятностью присутствует кластерная конфигурация $[\frac{3}{2}n (T = 3/2, J = 0) \otimes d]_{1+}^*$. Так как пара Σ^{-p} находится в кластере $\frac{3}{2}n$ в синглетном состоянии, интенсивная конверсия $\Sigma^{-p} \rightarrow \Lambda n$ возможна только на протоне дейтронного кластера, и ширина $\Gamma_{\Sigma\Lambda}$ приобретает определенную малость. Учет эффекта избирательности $\Sigma\Lambda$ -конверсии достигается заменой в формуле

$$\Gamma_{\Sigma\Lambda} = \overline{(\nu\sigma_{\Sigma\Lambda})} \int d^3x_1 \dots \dots d^3x_A d^3x_{\Sigma} \sum_{i=1}^A \delta(x_i - x_{\Sigma}) |\psi(x_1, \dots, x_A, x_{\Sigma})|^2 \quad (27)$$

выражения $\sum_{i=1}^A \delta(x_i - x_{\Sigma})$ на $\frac{1}{12} \sum_i \delta(x_i - x_{\Sigma}) (3 + \sigma_i \sigma_{\Sigma}) \times \times (1 - \tau_i \tau_{\Sigma})$ с использованием $\nu\sigma_{\Sigma\Lambda}$ (${}^{13}S_1$) вместо усредненной по всевозможным начальным состояниям ΣN величины $\overline{(\nu\sigma_{\Sigma\Lambda})}$. Расчеты, выполненные для легких Σ -гиперядер, показывают, что для определенных состояний конверсия на нуклонах незаполненной $1p$ -оболочки существенно подавлена: наименьшая ширина $\Gamma_{\Sigma\Lambda}$ ожидается для состояний, образующихся в результате когерентных переходов $(1p, 1p^{-1})_{\Sigma N}^{0+}$ и обладающих максимально возможным изоспином. Например, для САС ${}^{12}\text{C}$, построенного на $1p$ -оболочке, с изоспином $T = 3/2$ конверсия происходит только на нуклонах $1s$ -оболочки ($\Gamma_{\Sigma\Lambda} = 6$ МэВ вместо 15 МэВ). Другие примеры и анализ имеющихся экспериментальных данных с этой точки зрения можно найти в работах [36, 104, 118, 120].

В качестве возможных причин подавления $\Sigma\Lambda$ -конверсии в рамках теории бесконечной ядерной материи исследовались эффекты зависимости от плотности [109, 115—117, 121], схода с массовой по-

* Аналогичная ситуация рассмотрена для гиперядра ${}^9\text{Li}$ в работе [86].

верхности, принципа Паули [109, 115], дисперсионные эффекты [109, 124]. В частности, при наличии насыщения в ρ -зависимости массового оператора Σ -гиперона в ядерной материи [117] можно построить локальный оптический потенциал, который согласуется с Σ -атомными данными и дает умеренную ширину $\Sigma\Lambda$ -конверсии Σ -гиперядер ($\Gamma \ll 5$ МэВ). Подавление $\Sigma\Lambda$ -конверсии вследствие запрета, связанного с действием принципа Паули, возникает при учете возбуждения ядерной материи в процессе $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$, когда конечный нуклон испускается с импульсом, сравнимым с фермиевским [109, 115].

Стандартный способ вычисления ширины $\Gamma_{\Sigma\Lambda}$ с помощью формулы (26), не учитывающий парных корреляций, был подвергнут критике в работе Кисслингера [112], где была предложена оценка:

$$\Gamma_{\Sigma\Lambda} = \tilde{\Gamma} \tilde{N}_{\text{эф.}}$$

Здесь $\tilde{\Gamma}$ — ширина ΣN -состояния, которое могло бы образоваться в реакции (K^- , π^-) на NN -кластере в ядре:

$$\tilde{\Gamma} = -2 \operatorname{Im} \langle \Sigma N | V_{\Lambda\Sigma}^\dagger (E - H_{\Lambda N}^0 + i\epsilon)^{-1} V_{\Lambda\Sigma} | \Sigma N \rangle,$$

$\tilde{N}_{\text{эф}}$ — эффективное число пар, участвующих в конверсии, оно сравнимо с $N_{\text{эф}}$, определенным в разд. 2. В качестве оператора $V_{\Lambda\Sigma}$ конверсии $\Sigma\Lambda$ был взят потенциал однопионного обмена, ΣN -кластер описывался волновой функцией хьюлтеновского типа. Для кластера с энергией связи $B = 4$ МэВ $\tilde{\Gamma} \sim 1$ МэВ и ширина $\Gamma_{\Sigma\Lambda}$ должна быть порядка нескольких мегаэлектрон-вольт.

Отличный от стандартного подход к проблеме ширины $\Sigma\Lambda$ -конверсии Σ -гиперядер был предложен в работе [113], где показано, что с учетом взаимодействия гиперонов с самосогласованным полем нуклонов ядра в задаче связанных каналов ширины $\Sigma\Lambda$ -конверсии должны быть малыми ($\Gamma_{\Sigma\Lambda} \ll 10$ МэВ). Качественно эффект подавления связан с приближительной ортогональностью волновых функций Σ -гиперона в связанном состоянии и Λ -гиперона в сплошном спектре и медленным изменением оператора перехода $\Sigma \rightarrow \Lambda$ в ядре. Действительно, если силы Σ — ядро и Λ — ядро близки, волновые функции системы гиперон — ядро, отвечающие разным энергиям, ортогональны. Потенциал $\Sigma\Lambda$ -конверсии, так же как и потенциалы взаимодействия гиперонов с самосогласованным полем ядра, пропорционален ядерной плотности, поскольку радиус сил гиперон — нуклон порядка расстояния между нуклонами в ядре. Тогда при вычислении амплитуды вероятности перехода $\Sigma \rightarrow \Lambda$ мы имеем дело с матричным элементом медленно меняющегося оператора между ортогональными состояниями, и результат приобретает определенную малость. Если приведенные соображения справедливы, то малая ширина $\Gamma_{\Sigma\Lambda}$ должна быть характерна для всех состояний средних и легких Σ -гиперядер. Например, для основного состояния гипер-

ядра ^{12}C оценки дают значения ширины $\Gamma = 5 \div 10$ МэВ. Рассмотренная модель предсказывает сильное подавление высокоэнергетичной компоненты спектра Λ -гиперонов, образующихся при распаде Σ -гиперядер. Существенным элементом такого подхода является предположение о когерентном характере конверсии: в отличие от оценки (26) здесь для различных конечных каналов складываются амплитуды, а не вероятности переходов $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ на отдельном нуклоне. Роль большого энергосвободения в элементарном процессе $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ была также отмечена в работе [119], где указывалось, что значительная часть фазового объема для конечного нуклона не дает заметного вклада в $\Gamma_{\Sigma\Lambda}$ из-за подавления переходов $\Sigma \rightarrow \Lambda$ структурными факторами, обусловленными конечностью ядра.

В работе Гала, Токера и Александра [114] была высказана гипотеза, что наблюдаемые узкие состояния Σ -гиперядер представляют собой нестабильные связанные состояния (НСС), лежащие в сплошном спектре. Такие состояния, имеющие нормируемую волновую функцию, возникают при решении задачи на собственные значения с неэрмитовым гамильтонианом системы Σ — ядро. Соответствующие им полюса S -матрицы лежат в нижней полуплоскости первого листа римановой поверхности $S(E_\Sigma)$. В отличие от обычных резонансов, лежащих на втором листе вблизи физической области, НСС с $\text{Re } E_\Sigma > 0$ не проявляются в рассеянии Σ -гиперона на ядре, но, возможно, дают резонансную структуру в Λ -ядерном рассеянии вблизи порога канала Σ — ядро. Для проверки гипотезы существования НСС большой интерес представляет изучение реакции ${}^4\text{He}(K^-, \pi^+){}^4\text{He}$. Состояние ${}^4\text{He}$, образующееся в результате когерентного перехода $(1s, 1s^{-1})_{\Sigma^-p}^0$, как показывают оценки [114], должно лежать в сплошном спектре. Если при $E_\Sigma > 0$ будет обнаружено узкое состояние (оно не может быть в данном случае обычным одночастичным резонансом из-за отсутствия центрального барьера в s -волне), то это будет непосредственным доказательством существования НСС.

Разнообразие подходов к проблеме $\Sigma\Lambda$ -конверсии в Σ -гиперядрах свидетельствует о том, что ее полное решение в настоящее время еще не найдено. Здесь мы имеем дело с тем случаем, когда ключ к описанию структуры ядерной системы дает исследование ее распадов. В этом отношении большой интерес представляют дальнейшие эксперименты по изучению Σ -гиперядер в реакциях (K^-, π^\mp) на легких ядрах, особенно при малых импульсах каонного пучка ($p_K \lesssim 0,5$ ГэВ/с) в условиях доминирования когерентных переходов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интерес к гиперядрам вызван несколькими причинами. Одна из них заключается в возможности изучения низкоэнергетического взаимодействия гиперонов с нуклонами. Другая, тесно примыкающая к первой, состоит в распространении традиционных методов

и моделей ядерной физики в новую область, характеризующуюся наличием в ядре сильновзаимодействующей частицы, нетождественной остальным составляющим ядра или, другими словами, возбуждением в ядре нуклонных степеней свободы, связанных с дополнительным квантовым числом — странностью. Появление обширной экспериментальной информации по возбужденным состояниям гиперядер стимулировало быстрое развитие теории. Прогрессу в этой области способствовали два существенно упрощающих ситуацию обстоятельства: квазичастичный характер гиперонных возбуждений и наличие большого количества примеров слабой связи гиперонных и нуклонных степеней свободы. Было установлено, что использование оболочечных волновых функций для описания Λ -гиперона в ядре позволяет получить удовлетворительное согласие теоретических расчетов спектров и сечений возбуждения гиперядер в реакции (K^- , π^-) с имеющимися экспериментальными данными. В результате модель оболочек стала основной как для описания гиперядерной структуры, так и для сравнительного анализа Λ - и N -ядерного взаимодействий. Последний имеет большое значение для выяснения природы различных типов сил в барион-ядерном взаимодействии, в частности спин-орбитальных сил. Проблема LS -сил, их связь с элементарными NN - и ΛN -взаимодействиями интенсивно исследуются в последнее время (см. [110, 111, 122]), и, возможно, изучение гиперядер даст ответ на старый вопрос о природе ядерных спин-орбитальных сил.

Значительный интерес представляет исследование взаимодействия гиперонных и нуклонных степеней свободы, наиболее заметные эффекты которого выражаются в отклонениях от наивного приближения слабой связи. Подобные исследования начаты для легких Λ -гиперядер и представляют материал для определения эффективного ΛN -взаимодействия. Перспективно в этом отношении изучение низколежащих возбуждений в реакциях (K^- , $\pi^- \gamma$). Высокая разрешающая способность является существенным достоинством гамма-спектроскопических экспериментов, но их реализация до настоящего времени сдерживается качеством существующих каонных пучков. В полной мере возможности подобных экспериментов удастся реализовать на каонных фабриках [123] *.

Далеко не исчерпаны возможности исследования гиперядер в реакции (K^- , π^-). Изучение q -зависимостей сечений возбуждения гиперядер позволяет не только идентифицировать отдельные состояния, но и рассматривать более тонкие вопросы гиперядерной структуры (смешивание конфигураций, расщепление уровней). Сильные распады Λ -гиперядер интересны тем, что их свойства отражают строение нуклонного остова и наличие эффектов ассоциирования. Реакция (K^- , π^+) является также основным источником Σ -гиперядер,

* Прогресс в создании более интенсивных и качественных каонных пучков позволяет говорить о вторжении в область спектроскопии гиперядер с $S = 2$ ($\Lambda\Lambda$ -гиперядер и Ξ -ядер) [124].

структура которых привлекает особое внимание в связи с существенностью конверсионных процессов $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$, не имеющих близкого аналога в традиционной ядерной физике.

В качестве альтернативных способов генерации гиперядер рассматривались реакции (π^+, K^+) [49] и (γ, K^+) [125]. В сравнении с реакцией (K^-, π^-) они обладают рядом достоинств при изучении средних и тяжелых гиперядер с высоким спином. Можно ожидать, что в тяжелых гиперядрах Λ -гиперон заметно влияет на коллективные параметры (радиус ядра, момент инерции) [67], поэтому изучение тяжелых гиперядер, о которых в настоящее время известно очень мало, должно существенно обогатить наши представления о взаимодействии гиперонных и нуклонных степеней свободы.

Авторы благодарны В. Н. Фегисову и Р. А. Эрамжану, предоставившим возможность ознакомиться с их работами до выхода из печати, Н. Н. Колесникову и Г. А. Соколу за обсуждения и И. С. Шапиро за внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Danysz M., Pniewski J.— *Philos. Mag.*, 1953, v 44, p. 348.
2. Pniewski J., Ziemska D. Λ -Hypernuclei.— В кн.: Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра. М.: Наука, 1979, с. 33.
3. Gal A. Strong interactions in Λ -hypernuclei, in *Advances in nuclear physics*/Eds. M. Baranger and E. Vogt. Vol. 8, Plenum Press, N. Y., 1975, p. 1.
4. Филимонов В. А. Распады гиперядер.— В кн.: Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра. М.: Наука, 1979, с. 240.
5. Danysz M., Gabrowska K., Pniewski J. e. a.— *Nucl. Phys.*, 1963, v. 49, p. 124; Prowse D. J.— *Phys. Rev. Lett.*, 1966, v. 17, p. 782.
6. Lemonne D., Mayeur C., Sacton J. e. a.— *Phys. Lett.*, 1965, v. 18, p. 354; Kang Y. W., Zaffarano D. J.— *Phys. Rev.*, 1967, v. 190, p. 972; Rote D. M., Bodmer A. R.— *Nucl. Phys.*, 1970, v. A148, p. 97.
7. Pniewski J., Danysz M.— *Phys. Lett.*, 1962, v. 1, p. 142.
8. Bohm G., Klabuhn J., Kreckler U. e. a.— *Nucl. Phys.*, 1970, v. B24, p. 248.
9. Bamberger A., Faessler M. A., Lynen U. e. a.— *Ibid.*, 1973, v. B60, p. 1.
10. Bedjidian M., Filipkowski A., Grossiord J. Y. e. a.— *Phys. Lett.*, 1976, v. B62, p. 467.
11. Bedjidian M., Descroix E., Grossiord J. Y. e. a.— *Ibid.*, 1979, B83, 252.
12. Herrera J. C., Kolata J. J., Kraner H. W. e. a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 158.
13. Bedjidian M.— In: *Proc. Kaon Factory Workshop*/Ed. M. K. Craddock, TRIUMF Publ. 79-1, Vancouver, 1979, p. 133.
14. May M. Experiments with Λ -hypernuclei.— In: *Proc. of the Intern. Conf. on Hypernuclear and Kaon Physics, Heidelberg, Germany, 1982, MPI-H-1982-V20*, p. 63; Piekarz H. Hypernuclear gamma spectroscopy.— *Ibid.*, p. 73; May M., Bart S., Chen S. e. a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v. 51, p. 2085.
15. Gal A., Soper J. M., Dalitz R. H.— *Ann. Phys.*, N.Y., 1974, v. 63, p. 53; 1972, v. 72, p. 445.
16. Gal A., Soper J. M., Dalitz R. H.— *Ibid.*, 1978, v. 113, p. 79.
17. Подрогонский М. И.— *ЖЭТФ*, 1963, т. 44, с. 695.
18. Gopal G. P., Ross R. T., Van Horn A. J. e. a.— *Nucl. Phys.*, 1977, v. B149, p. 362; de Bellefon A., Berthon A., Brunet J.— *Ibid.*, 1975, v. B90, p. 1.
19. Faessler M. A., Heinselmann G., Kilian K. e. a.— *Phys. Lett.*, 1973, v. 46B, p. 468.

20. Bonazzola G. C., Bressani T., Cester R. e. a.— Ibid., 1974, v. 53B, p. 297.
21. Brückner W., Faessler M. A., Kilian K. e. a.— Ibid., 1975, v. 55B, p. 107.
22. Bonazzola G. C., Bressani T., Chiavassa E. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 683.
23. Povh B.— Rep. Progr. Phys., 1976, v. 39, p. 824; Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1978, v. 28, p. 1; In: Progress in Particle and Nuclear Physics/Ed. D. Wilkinson, Pergamon Press, 1981, p. 245.
24. Chrien R. E., May M., Palevsky H. e. a.— Phys. Lett., 1979, v. 89B, p. 31.
25. Lipkin H. J.— Phys. Rev. Lett., 1965, v. 14, p. 18.
26. Kerman A. K., Lipkin H. J.— Ann. Phys. N.Y., 1971, v. 66, p. 738.
27. Feshbach H., Kerman A. K.— In: Preludes in Theoretical Physics/Eds. A. de Shalit, H. Feshbach, L. van Hove, Amsterdam, 1965, p. 260.
28. Auerbach N., Gal A.— Phys. Lett., 1974, v. 48B, p. 22.
29. Hüfner J., Lee S. V., Weidenmüller H. A.— Nucl. Phys., 1974, v. A234, p. 429; Phys. Lett., 1974, v. 49B, p. 409.
30. Bouyssy A., Hüfner J.— Phys. Lett., 1976, v. 64B, p. 276.
31. Dalitz R. H., Gal A.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 362.
32. Brückner W., Granz B., Ingham D. e. a.— Phys. Lett., 1976, v. 62B, p. 481.
33. Brückner W., Faessler M. A., Ketel T. J. e. a.— Ibid., 1978, v. 79B, p. 157.
34. Bertini R., Bing O., Birien P. e. a.— Ibid., 1979, v. 83B, p. 306.
35. Dalitz R. H., Gal A.— Ibid., 1976, v. 64B, p. 154; 1980, v. 97B, p. 473.
36. Dalitz R. H. Invited talk at the Intern. Conf. on Nuclear Physics, Berkeley, California, 1980; Nucl. Phys., 1981, v. A354, p. 101c.
37. Bouyssy A.— Phys. Lett., 1979, v. 84B, p. 41; Invited talk at the Intern. Conf. on Hypernuclei and Low Energy Kaon Physics, Jablonna, Poland, 1979; Nucleonika, 1980, v. 25, p. 413.
38. Gal A. Progress report in hypernuclear physics. Invited paper presented at Kaon Factory Workshop, Vancouver, 1981. Preprint TRIUMF, TRI-PP-81-48, 1981.
39. Proc. of the Intern. Conf. on Hypernuclear and Kaon Physics, Heidelberg, Germany, 1982, MPI-H-1982-V20, Heidelberg, 1982.
40. Балашов В. В.— В кн.: Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра. М.: Наука, 1979, с. 338.
41. Bertini R., Bing O., Birien P. e. a.— Nucl. Phys., 1981, v. A368, p. 365.
42. Dover C. B.— Inv. talk at the IX Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Versailles, France, 1981; Nucl. Phys., 1982, v. A374, p. 359c.
43. Dover C. B., Walker G. E.— Phys. Rep., 1982, v. 89, p. 1.
44. Далькаров О. Д. Возбужденные гиперядра.— В кн.: Элементарные частицы. 8-я школа физики ИТЭФ. Вып. 2. М.: Атомиздат, 1981, с. 36.
45. Богданова Л. Н., Маркушин В. Е. Возбужденные состояния гиперядер.— В кн.: Элементарные частицы. 9-я школа физики ИТЭФ. Вып. 3. М.: Энергоиздат, 1982, с. 81.
46. Chiang H. C., Hüfner J.— Phys. Lett., 1979, v. 84B, p. 393.
47. Глаубер Р.— УФН, 1971, т. 103, с. 641.
48. Epstein G. N., Tabakin F., Gal A., Kisslinger L. S.— Phys. Rev., 1978, v. C17, p. 1501.
49. Dover C. B., Ludeking L., Walker G. E.— Ibid., 1980, v. C22, p. 2073.
50. Dalitz R. H., Gal A.— Ann. Phys. N.Y., 1981, v. 131, p. 314.
51. Bouyssy A.— Nucl. Phys., 1977, v. A290, p. 324.
52. Bouyssy A.— Phys. Lett., 1981, v. 99B, p. 373.
53. Bertini R., Bing O., Birien P. e. a.— Nucl. Phys., 1981, v. A360, p. 315.
54. Dover C. B., Gal A., Walker G. E.— Phys. Lett., 1979, v. 89B, p. 26.
55. Balashov V. V., Boyarkina A. N., Rotter I.— Nucl. Phys., 1964, v. 59, p. 417.
56. Cohen S., Kurath D.— Nucl. Phys., 1967, v. A 101, p. 1.

57. Brückner W., Faessler M. A., Ketel T. J. e. a. Preprint CERN, CERN-EP-79-124, 1979.
58. Eramzhyan R. A., Fetisov V. N., Majling L., Žofka J. Excitation, structure and decay of hypernuclear resonances.— In [39], p. 91–96.
59. Fetisov V. N., Majling L., Žofka J., Eramzhyan R. A.— Z. Phys., 1983, v. A314, p. 239.
60. Bachelier D., Bernas M., Brissaud I.e.a.— Nucl. Phys., 1969, v. A126, p. 60; Snelgrove J. L., Kashy E.— Phys. Rev., 1969, v. 187, p. 1259; Taketani H., Muto J., Yamaguchi H., Kokame J.— Phys. Lett., 1968, v. 27B, p. 625.
61. Tyren H., Kullander S., Sundberg O.e.a.— Nucl. Phys., 1966, v. 79, p. 321; Bhowmik R. K., Chang C. C., Roos P. G., Holmgren H. D.— Nucl. Phys., 1974, v. A226, p. 365.
62. Žofka J.— Czech. J. Phys., 1982, v. B32, p. 321.
63. Dalitz R. H., Herndon R. C., Tang Y. C.— Nucl. Phys., 1972, v. B47, p. 109.
64. Alexander G., Karshon U., Shapira A., Yekutieli G.— Phys. Rev., 1968, v. 173, p. 1252.
65. Bouyssy A.— Phys. Lett., 1980, v. 91B, p. 15.
66. Feshbach H. Some comments on Hypernuclear spectroscopy.— В кн.: Взаимодействие частиц высокой энергии с ядрами и новые ядерноподобные системы. Вып. 2. М.: Атомиздат, 1974, с. 60.
67. Feshbach H. Proc. of the Summer Study Meeting on Nuclear and Hypernuclear Physics with Kaon Beams/Ed. H. Palevsky, N.Y., 1973, BNL Report No. 18335, p. 185.
68. Bodmer A. R.— Ibid., p. 64.
69. Rozynek J., Dabrowski J.— Nucleonika, 1980, v. 25, p. 604; Phys. Rev., 1979, v. C20, p. 1612.
70. Колесников Н. Н., Тарасов В. И., Колесов А. В.— Изв. вузов. Сер. физ., 1980, т. 4, с. 33.
71. De Shalit A.— Phys. Rev., 1961, v. 122, p. 1530.
72. Walecka J. D.— Ann. Phys. N.Y., 1971, v. 63, p. 219.
73. Barker F. C.— Nucl. Phys., 1966, v. 83, p. 418.
74. Dalitz R. H., Gal A.— J. Phys., 1978, v. G4, p. 889.
75. Dalitz R. H., Gal A.— Ann. Phys. N.Y., 1978, v. 116, p. 167.
76. Lee T. Y., Hsieh S. T., Chen-Tsai G. T.— Phys. Rev., 1970, v. C2, p. 366.
77. Колесников Н. Н., Сокол Г. А., Амарасингам Д. Препринт ФИАН № 61, М., 1981.
78. Gibson B. F., Lehman D. R.— Phys. Lett., 1979, v. 83B, p. 289; Nucl. Phys., 1979, v. A329, p. 308.
79. Dalitz R. H., von Hippel F.— Phys. Lett., 1964, v. 10, p. 153.
80. Gibson B. F., Goldberg A., Weiss M. S.— Phys. Rev., 1969, v. 181, p. 1486.
81. Friar J. L., Gibson B. F.— Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 908.
82. Wang Wei-wei, Zhang Yu-shun, Wang Ru-ling, Fan Ji-shi. Papers presented to IX Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. Versailles, France, 1981, p. 1–28.
83. Dalitz R. H., Gal A.— J. Phys. Soc., 1978, v. G4, p. 889.
84. Feshbach H., Kerman A. K., Lemmer R. H.— Ann. Phys. N.Y., 1967, v. 41, p. 230.
85. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
86. Majling L., Sotona M., Žofka J. e. a.— Phys. Lett., 1980, v. 92B, p. 256.
87. Eramzhyan R. A., Fetisov V. N., Majling L. e. a.— Czech. J. Phys., 1982, v. B32, p. 326.
88. Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F., Golovanova N. F.— Advances Nucl. Phys., 1979, v. 11, p. 1.
89. Auerbach N., Nguyen Van Giai.— Phys. Lett., 1980, v. 90B, p. 354.
90. Barz H. W., Wünsch R.— Czech. J. Phys., 1982, v. B32, p. 335.
91. Wünsch R. Continuum shell-model description of hypernuclear production in the (K^- , π^-) reaction.— In [39], p. 103.

92. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1980.
93. Wheeler J. A.— Phys. Rev., 1937, v. 52, p. 1083, 1107.
94. Bando H., Seki M., Shono Y.— Progr. Theoret. Phys., 1981, v. 66, p. 2118.
95. Motoba T., Ikeda K., Bando H. Structure of light p -shell Λ -hypernuclei by the microscopic cluster model.— In [39], p. 129.
96. Revai J., Zofka J.— Phys. Lett., 1981, v. 101B, p. 228.
97. Sunami Y., Narumi H.— Progr. Theoret. Phys., 1981, v. 66, p. 355.
98. May M., Piekarz H., Chrien R. E. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 1106.
99. Auerbach E. H., Baltz A. J., Dover C. B. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 1110.
100. Nagels M. M., Rijken T. A., de Swart J. J.— Phys. Rev., 1977, v. D15, p. 2547.
101. Batty C. J., Baigi S. F., Blecher M. e. a.— Phys. Lett., 1978, v. 74B, p. 27.
102. Alexander G., Gell Y., Stumer I.— Phys. Rev., 1972, D6, p. 2405.
103. Batty C. J.— Phys. Lett., 1979, v. 87B, p. 324.
104. Gal A., Dover C. B.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 46, p. 379.
105. Bertini R., Bing O., Birien P. e. a.— Phys. Lett., 1980, v. 90B, p. 375.
106. Bertini R. Inv. talk at the 2nd Intern. Conf. on Meson — Nuclear Physics. Houston, 1979; Preprint CERN-EP/79-37.
107. Piekarz H., Bart S., Hackenburg R. e. a.— Phys. Lett., 1982, v. 110B, p. 428.
108. Bertini R., Birien P., Braune K. e. a. Production of Σ -hypernuclei.— In [39], p. 1.
109. Dabrowski J., Rozynek J.— Phys. Rev., 1981, v. 23C, p. 1706.
110. Bouysy A.— Phys. Lett., 1981, v. 99B, p. 305.
111. Pirner H. J., Povh B. Preprint MPI-H-1982-V2, Heidelberg, 1982.
112. Kisslinger L. S.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 968.
113. Богданова Л. Н., Маркушин В. Е.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 330.
114. Gal A., Toker G., Alexander Y.— Ann. Phys. N.Y., 1981, v. 137, p. 341.
115. Stepien-Rudzka W., Wycech S.— Nucl. Phys., 1981, v. A362, p. 349.
116. Johnstone J. A., Thomas A. W. Preprint TRIUMF TRI-PP-81-70, 1981; TRI-PP-82-11, Vancouver, 1982.
117. Brockman R., Oset E. Preprint CERN, TH-3306, 1982; J. Phys. G, 1982, v. 8, p. 903.
118. Dover C. B., Gal A.— Phys. Lett., 1982, v. 110B, p. 433.
119. Povh B., Weidenmüller H. A. Preprint MPI-H-1982-V11, Heidelberg, 1982.
120. Gal A. Are Σ -nuclear states really narrow? — In [39], p. 27.
121. Dabrowski J. Width of Σ -hypernuclear states.— In [39], p. 37.
122. Noble J. V.— Nucl. Phys., 1979, v. A329, p. 354; Phys. Lett., 1980, v. 89B, p. 325; Pirner H. J.— Ibid., 1979, v. 85B, p. 190; Филимонов В. А.— ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 644; Brockmann R., Weise W.— Nucl. Phys., 1981, v. A355, p. 365; Boguta J., Borhmann S.— Phys. Lett., 1981, v. 102B, p. 93; Brockman R.— Ibid., v. 104B, p. 256; Dillig M., Herscovitz V. E., Teodoro M. R.— J. Phys., 1981, v. G7, p. 139; Dover C. B., Gal A. Preprint BNL 30124, Brookhaven, 1981.
123. Craddock M. K. Preprint TRIUMF TRI-81-2, Vancouver, 1981.
124. Dover C. B., Gal A. Preprint BNL 31728, 1981; Dover C. B.— Nucleonica, 1980, v. 25, p. 521.
125. Козлов М., Фегисов В. Препринт ФИАН № 25, М., 1974; Сокол Г. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978, т. 42, с. 1829.