

РАСПАДНЫЕ СВОЙСТВА ГИПЕРЯДЕР I p -ОБОЛОЧКИ

1. СВЯЗАННЫЕ ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Я. Жофка

Институт ядерной физики Чехословацкой академии наук, Ржеж, Чехо-Словакия

Л. Майлинг

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Институт ядерной физики Чехословацкой академии наук, Ржеж, Чехо-Словакия

В. Н. Фетисов

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

Р. А. Эрамжян

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В обзоре (ч. I) вместе с рассмотрением общей концепции применения модели оболочек к описанию структуры легких гиперядер сформулирован оболочечный подход в гиперядерной спектроскопии в трансляционно-инвариантной форме. Отмечается универсальность развитого формализма трансляционно-инвариантной модели оболочек (ТИМО) в описании процессов возбуждения гиперядерных уровней, а также их распадных свойств. Коротко обсуждаются и другие подходы в теории структуры гиперядер. Обзор включает новые теоретические результаты по γ -спектроскопии гиперядер, представляющие интерес для дальнейших экспериментов.

The general concept of a shell model is applied to light hypernuclei. In the framework of translation invariant shell model a theory of hypernuclear spectroscopy is developed. This approach appears to be universal allowing to describe simultaneously both excitation and decay properties of hypernuclei. Other methods in hypernuclear spectroscopy are reviewed also. New theoretical predictions in γ -spectroscopy of hypernuclei are presented. They could be instructive for the planning of future experiments.

ВВЕДЕНИЕ

Физика гиперядер, как отдельный раздел на стыке физики ядра и элементарных частиц, возникла почти сорок лет назад. Первоначальный длительный период накопления сведений в основном по энергиям связи Λ -гиперона и слабым модам распада основ-

ных состояний легких гиперядер [1] сменился в 70-е годы этапом быстрого становления и развития гиперядерной спектроскопии [2—5]. Произошло это благодаря созданию достаточно интенсивных пучков K -мезонов, применению современной счетчиковой методики и использованию в (K^- , π^-)-реакциях специально разработанных магнитных спектрометров для регистрации мезонов с большими импульсами. (K^- , π^-)-реакции вследствие характерных для них малых переданных импульсов оказались особенно эффективны в исследованиях возбужденных уровней гиперядер [6]. Важнейшие направления гиперядерных исследований и взаимодействий странной частиц регулярно освещаются в трудах международных конференций и симпозиумов [7—13].

Систематические исследования, начатые в ЦЕРН [14], а затем продолженные в Брукхэйвенской национальной лаборатории [БНЛ, США] [15], позволили получить обширную информацию о спектрах возбуждения многих Λ -гиперядер от ${}^6_\Lambda\text{Li}$ до ${}^{209}_\Lambda\text{Bi}$ вплоть до энергий 20—30 МэВ. В начале 80-х годов в этих же лабораториях в (K^- , π^-)-реакциях на легких ядрах-мишенях ${}^6, {}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ были обнаружены весьма узкие резонансы с шириной $\Gamma \lesssim 10$ МэВ [16], которые, согласно первоначальным идеям [17], были восприняты как открытие возбужденных Σ -гиперядер. В настоящее время интерпретация этих пиков противоречива. Вследствие ограниченности экспериментальных данных и их невысокой точности все еще не ясно, являются ли наблюдаемые максимумы истинными гиперядерными резонансами или же их природа обусловлена пороговыми эффектами при квазисвободном рождении Λ -гиперонов [18]*.

В последние годы произошло дальнейшее расширение исследований по физике гиперядер, в первую очередь связанное с освоением новых реакций генерации гиперядер. В БНЛ реализованы первые эксперименты по спектроскопии Λ -гиперядер с использованием пучков пионов в (π^+ , K^+)-реакциях с импульсом $P_\pi \gtrsim 1$ ГэВ/с [21]. В Японии совершенствуется методика изучения гиперядерных спектров в (K^- , π^-)-реакциях при захвате остановившихся каонов с мезоатомных орбит [22]. В ОИЯИ (Дубна, СССР) успешно проведены первые опыты по генерации релятивистских гиперядер ${}^4_\Lambda\text{H}$ и измерению их времени жизни в столкновениях релятивистских ионов [23]. Сведения о временах жизни тяжелых гиперфрагментов ($A \approx 200$) получены в ЦЕРН на установке LEAR в реакциях поглощения антипротонов ядрами [24] и в Харькове [25] при облучении ядер электронами. В ФИАН [26] и лабораториях Японии и Италии [27] обсуждаются возможности постановки весьма

* Недавно в Национальной лаборатории физики высоких энергий (КЕК, Япония) в (K^- , π^-)-реакции на ${}^4\text{He}$ получены указания на существование связанного состояния Σ -гиперонов с тремя нуклонами [19]. Эти данные вновь возрождают интерес к проблеме Σ -гиперядер [20].

перспективных для спектроскопических исследований экспериментов по фоторождению гиперядер. В KEK (Япония) планируется изучение в (π^+ , K^+)-реакциях свойств поляризованных гиперядер [28]. В программах научных исследований на проектируемых ускорителях нового класса (KAON-TRIUMF, Канада; LAMPF-II, США), адронных фабриках [29] и на сооружаемом в США (лаборатория CEBAF) сверхточном ускорителе электронов [30] гиперядерным исследованиям отводится одно из ведущих мест. Таким образом, целый ряд крупных ядерных лабораторий уже проводит или планирует начать широкие исследования по физике гиперядер.

По мере освоения новых методов генерации гиперядер открывается новая страница в спектроскопии Λ -гиперядер. Так, в (π^+ , K^+)-реакциях удалось наблюдать предсказываемые в теоретических работах [3, 31] полосы уровней гиперядер, отвечающих одночастичному спектру состояний Λ -гиперона в поле ядра [21]. Эти экспериментальные результаты являются ценным материалом для проверки оболочечных представлений о свойствах ядерных систем как на уровне нуклонных, так и кварковых степеней свободы [32]. Гиперядерные эксперименты с использованием пучков релятивистских ионов [23, 33] служат важным инструментом изучения отдельных мод слабых распадов легких гиперядер. Они дали толчок новым теоретическим разработкам механизма образования гиперядер (модель коалесценции) [34]. Результаты экспериментов с применением пучков антипротонов и электронов важны для понимания динамики слабых распадов тяжелых гиперфрагментов [35, 36].

Получило дальнейшее развитие и изучение распадных свойств гиперядерных уровней, обусловленных сильным, электромагнитным и слабым взаимодействием.

Недавно в БНЛ в (K^- , π^-)-реакциях «на лету» были зарегистрированы γ -кванты от девозбуждения связанных состояний гиперядер ${}^7\Lambda\text{Li}$ и ${}^8\Lambda\text{Be}$ [37]. Интерпретация этих γ -линий позволила получить более реалистичные потенциальные параметры модели оболочек легких гиперядер [38]. Для литиевой мишени были обнаружены также и вторичные γ -кванты, сопровождающие распад гиперядерного резонанса и представляющие интерес для определения конфигурационного состава гиперядерной волновой функции. В опытах [37], в отличие от пионерских работ, выполненных в ЦЕРН [39—41], где были измерены энергии γ -квантов от девозбуждения ${}^4\Lambda\text{H}$ (${}^4\Lambda\text{He}$), удалось продвинуться дальше — выделить энергетическую область возбуждения исходного гиперядра. Этот новый аспект эксперимента является особенно ценным для определения структуры резонанса, которая определяет вероятности распадов по барионным каналам с заселением возбужденных уровней дочерних ядер или гиперядер. Таким способом для ядра-мишени ${}^7\text{Li}$ была восстановлена цепочка процессов возбуждения и барионных распадов, что позволило сделать однозначную привязку гиперядерных γ -квантов к фрагменту-излучателю (${}^4\Lambda\text{He}$) и идентифицировать ядерные γ -кван-

ты от девозбуждения состояния ${}^6\text{Li}$ (0^+ , 1; 3,56 МэВ), образовавшегося при вылете Λ -гиперона. Этот эксперимент подтвердил выдвинутый в работах [42] механизм образования гиперядер ${}^{\Lambda}\text{H}$ и ${}^{\Lambda}\text{He}$ для литиевой мишени, связанный с кластерным распадом резонанса с конфигурацией $\{s^3p^2 \otimes s_{\Lambda}\}$. Зарегистрированные в том же эксперименте ядерные γ -кванты от девозбуждения ${}^6\text{Li}$ нашли естественное объяснение как проявление изоспиновых правил отбора в Λ -распаде гиперядерного резонанса ${}^7\text{Li}$ ($3^-/2$, $T = 1$; 13,0 МэВ) [43]. Это интересный момент в изучении свойств гиперядер, так как проблема «чистоты» изоспина в гиперядрах малоизучена, и изоспиновая симметрия может нарушаться как за счет кулоновского взаимодействия протонов в ядре-остове, так и из-за наличия в ΛN -силах компоненты, нарушающей зарядовую симметрию [44].

В БНЛ [45, 46] получены первые результаты по измерению времен жизни дочерних гиперядер — продуктов, образовавшихся в результате барионных распадов возбужденных в (K^- , π^-)-реакции гиперядер. В этих экспериментах определялась также и энергетическая область возбуждения гиперядерного резонанса. Такая методика позволяет выделить Λ -канал распада и канал безрезонансного распада дочернего гиперядра, протекающего за счет слабого процесса $\Lambda N \rightarrow NN$. Проведенные измерения дали подтверждение теории барионных распадов ${}^6\text{Li}$ [42], в которой существенную роль играет супермультиплетная структура состояний гиперядра совместно с правилами отбора по схеме Юнга, проявляющаяся в подавлении вылета Λ -гиперона при распаде резонанса с энергией ≈ 18 МэВ (см. также [47]). Свойства перестановочной симметрии волновой функции гиперядра управляют и кластерным распадом состояний с конфигурацией $\{s^3p^2 \otimes s_{\Lambda}\}$ в ${}^{12}\text{C}$ с испусканием ${}^3\text{He}$ [48]. Эти соображения оказались решающими при идентификации дочернего гиперядра ${}^{\Lambda}\text{Be}$, слабый распад которого наблюдался в эксперименте [45].

Наконец, совсем недавно в КЕК [49] в реакциях поглощения остановившихся K^- -мезонов ядрами ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ зарегистрирован заметный выход ${}^{\Lambda}\text{H}$, несмотря на то, что пороговые энергии для такого распада намного выше нуклонных и гиперонных пороговых энергий. Этот канал надежно идентифицировался по регистрации пионов с импульсом $\approx 132,9$ МэВ/с от распада ${}^{\Lambda}\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He}$. Пока нет однозначного объяснения этих данных. Теоретическое исследование структуры высоковозбужденных гиперядерных резонансов [42, 50] наталкивает на мысль, что при интерпретации наблюдаемого выхода ${}^{\Lambda}\text{H}$ следует учитывать фрагментацию гиперядерных дырочных s -уровней вместе с возможным вкладом процессов перезарядки пионов в конечном состоянии [51], не исключается и предложенная в [49] модель компаунд-гиперядра.

Приведенные примеры реализованных экспериментов убедительно свидетельствуют о необходимости уже в настоящее время комплексного рассмотрения всей совокупности проблем, связанных

с механизмом генерации гиперядер, структуры образующихся гиперядерных состояний и особенностей их распада. Правда, существующие пока технические ограничения, обусловленные малой интенсивностью каонных пучков и использованием толстых мишеней, позволяют эффективно регистрировать только нейтральные частицы (γ -кванты, Λ -гиперон, нейтроны), π -мезоны или же быстрые нуклоны при слабом распаде гиперфрагмента.

Очевидно, что надежная интерпретация реакций требует от теории знания всех каналов распада, включая пока не регистрируемые каналы с вылетом медленных заряженных частиц. В качестве такой достаточно универсальной теории применительно к гиперядрам авторами была разработана трансляционно-инвариантная модель оболочек (ТИМО).

В данном обзоре, состоящем из двух частей, мы сосредоточим основное внимание на распадных свойствах гиперядер. Эта проблема гиперядерной спектроскопии представляется весьма важной, так как понимание главных закономерностей барионных распадов и электромагнитных переходов тесно связано с выяснением конфигурационной структуры гиперядерных состояний и особенностей гиперон-нуклонных взаимодействий.

Первая часть обзора охватывает основные положения и формализм обычной и трансляционно-инвариантной гиперядерной модели оболочек, краткое обсуждение других подходов в теории структуры гиперядер, детальное рассмотрение новейших исследований по γ -спектроскопии и некоторые смежные с этой тематикой вопросы.

Во второй части обзора вместе с обсуждением особенностей различных процессов образования гиперядер основное внимание будет уделено барионным распадам возбужденных гиперядерных уровней, отвечающих $1\hbar\omega$ -конфигурации $\{s^4p^n \otimes p_\Lambda\}$, γ -спектроскопии дочерних гиперядер и ядер, сравнению результатов оболочечной модели со связанными состояниями с результатами модели, учитывающей непрерывный спектр, а также некоторым эффектам, обусловленным влиянием оболочечной структуры на слабые безмезонные распады основных и изомерных состояний гиперядер.

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ ЛЕГКИХ ГИПЕРЯДЕР

Предшествующий этап развития гиперядерной физики показал, что использование многочастичной модели оболочек, в которой учитываются конфигурации всех A нуклонов, позволяет описать многие важные аспекты структуры гиперядер, спектр и интенсивность возбуждения уровней в различных реакциях, а также характер последующего распада образующихся состояний. Поэтому наш анализ базируется на многочастичной модели оболочек, детально разработанной для гиперядер $1p$ -оболочки ($6 \leq A \leq 16$). Хорошо

известно, что целый ряд состояний обычных ядер и гиперядер обладает ярко выраженными кластерными свойствами [53—55]. Многочастичная модель оболочек достаточно хорошо отражает основные качественные аспекты ассоциирования нуклонов в рамках классификации ядерных состояний с помощью схем Юнга [56, 57]. Конечно, для описания таких свойств гиперядра как, например, сжатие или деформация кластерных систем в присутствии Λ -гиперона, следует использовать кластерную модель или метод резонирующих групп [53].

При описании возбужденных гиперядерных состояний типа $|(l_j^n)^{-1} (l_j^\Lambda) : \Psi\rangle$ (частица — гиперон, дырка — нуклон), которые образуются в (K^- , π^-)- или (π^+ , K^+)-реакциях, целесообразно опираться на *трансляционно-инвариантную модель оболочек* (ТИМО) [56]. Использование переменных Якоби в радиальных волновых функциях ТИМО позволяет определить тип «носителя» возбуждения: центр масс системы, гиперон, нуклон или коллективное движение. Разные типы возбуждений связаны простыми кинематическими преобразованиями от одного набора переменных Якоби к другому. В таком формализме удастся исследовать нуклонный канал распада, отвечающий возбуждению гиперона (см. разд. 2). Разумеется, в ТИМО автоматически исключаются «ложные» состояния, связанные с движением центра масс всей системы в возбужденных $n\hbar\omega$ -состояниях ($n > 0$).

Большинство образующихся в (K^- , π^-)-реакциях гиперядерных резонансов расположены в непрерывном спектре. Однако, как показывает анализ функций возбуждения и распадных характеристик резонансов [58—60], определяющую роль в их интерпретации играют структурные эффекты, которые во многих случаях оказываются настолько сильны, что специфические проблемы континуума отходят на второй план. Поэтому мы будем пользоваться моделью оболочек со связанными одночастичными состояниями. Как один из наиболее ярких примеров, иллюстрирующих эффективность применения такого варианта модели, можно снова привести гиперядро ${}^6_\Lambda\text{Li}$ [42]. В рамках ТИМО со связанными состояниями получила объяснение гросс-структура наблюдаемого спектра возбуждения, при этом были сделаны нетривиальные предсказания об основных каналах распада резонансов, которые, как отмечалось во введении, подтвердились в последующих измерениях [46, 61, 62].

Прежде чем приступить к обсуждению формализма ТИМО для гиперядер, структуры возбужденных уровней и их распадов, удобно совокупность состояний гиперядер $1p$ -оболочки подразделить на три группы.

Состояния нормальной четности ($p^{-1}s_\Lambda$), когда гиперон находится на нижней $0s$ -орбите, а в ядерном остове $0s$ -орбита полностью заполнена. Это так называемая $0\hbar\omega$ -полоса возбуждения гиперядра. Ей отвечает конфигурация $\{s^4 p^{k-1}; e \otimes s_\Lambda : \Psi T\}$ или в компактном виде — $(p^{-1}s_\Lambda)$. Здесь символом e обозначены: энергия E , полный

момент J и изоспин T ядерной подсистемы. Последняя запись подчеркивает, что $1p$ -нуклон замещен Λ -гипероном. Такой конфигурации отвечают основное и, как правило, связанные возбужденные состояния. Основными каналами девозбуждения этих состояний являются электромагнитные и слабые (для основного и изомерных состояний) распады. Состояния такой природы используются для определения параметров остаточного ΛN -взаимодействия в оболочечной модели гиперядра.

Состояния аномальной четности ($p^{-1}p_{\Lambda}$), когда гиперон находится на $1p$ -орбите и снова в ядерном остове $0s$ -орбита полностью заполнена. Это так называемая $1\hbar\omega$ -полоса возбуждения гиперядра. Ей отвечает конфигурация $\{s^4p^{k-1}; e \otimes p j_{\Lambda} : \mathcal{Y}T\}$ или в компактном виде ($p^{-1}p_{\Lambda}$). Состояния с такой конфигурацией сильно возбуждаются в (K^{-} , π^{-})-реакциях замещения.

Изучение спектра ($p^{-1}p_{\Lambda}$)-состояний позволяет дополнить информацию о параметрах остаточного ΛN -взаимодействия — о радиусе действия ΛN -сил, об их майорановской компоненте и т. д. На примере состояний ($p^{-1}p_{\Lambda}$) можно исследовать условия формирования и возбуждения «аналоговых» состояний, обладающих такой же орбитальной симметрией, как состояния из k нуклонов в $1p$ -оболочке, и «истинно» гиперядерных состояний (genuinely hypernuclear states), обладающих большей орбитальной симметрией (схемой Юнга с пятью столбцами), которые иногда называют суперсимметричными [53, 63].

Состояния аномальной четности ($s^{-1}s_{\Lambda}$), относящиеся к $1\hbar\omega$ -полосе, когда гиперон находится на нижней $0s$ -орбите, а в $0s$ -состоянии ядерного остова имеется одна дырка. Таким состояниям отвечает конфигурация $\{s^3p^k; e \otimes s_{\Lambda} : \mathcal{Y}T\}$ или в компактной записи ($s^{-1}s_{\Lambda}$).

К $1\hbar\omega$ -полосе относятся также состояния с более сложной структурой $\{s^4p^{k-2}(2s, 2d); e \otimes s_{\Lambda} : \mathcal{Y}T\}$ [в другой записи — ($p^{-2}ls_{\Lambda}$), $l = 2s$ или $2d$], которые, в силу одночастичного механизма реакции, не возбуждаются в (K^{-} , π^{-})-процессе, но могут влиять на фрагментацию резонансов и вероятности нуклонных распадов. В стандартной модели оболочек включение таких конфигураций необходимо для построения «чистых» по движению центра масс состояний. Очевидно, что в ТИМО кинематические корреляции автоматически учитываются при построении базисных функций. Дополнительный вклад в волновую функцию резонанса состояний с конфигурацией ($p^{-2}ls_{\Lambda}$) возникает в ТИМО лишь в случае их сильного смешивания ΛN -взаимодействием (динамические корреляции) с отмеченными выше состояниями с конфигурациями ($p^{-1}p_{\Lambda}$) или ($s^{-1}s_{\Lambda}$). Состояния с конфигурацией ($p^{-2}ls_{\Lambda}$) получили в литературе название «вторгнувшихся» (intruder states).

Если бы одночастичные потенциалы для Λ -гиперона и нуклона были одинаковы, то все $1\hbar\omega$ -конфигурации ($p^{-1}p_{\Lambda}$), ($s^{-1}s_{\Lambda}$) и ($p^{-2}ls_{\Lambda}$) были бы вырождены по энергии. В действительности это

не так — экспериментальные данные по функциям возбуждения гиперядер [2, 61] и теоретические расчеты [64, 65] показывают, что глубина ямы для гиперона существенно меньше, чем для нуклона, а соответствующие одночастичные энергии гиперона примерно вдвое меньше энергии нуклона. Поэтому состояния с конфигурацией ($s^{-1}s_{\Lambda}$) должны лежать выше состояний ($p^{-1}p_{\Lambda}$). Не вдаваясь в детали оценок конфигурационного расщепления в гиперядрах, которое, как известно, имеет место и в обычных ядрах [66], укажем лишь, что в пределе слабой связи гиперона с ядерным остовом [58], которая приближенно описывает спектры гиперядер в (K^{-} , π^{-})-реакциях при малых углах вылета пиона, состояниям ($p^{-1}p_{\Lambda}$) отвечают энергии возбуждения около 10—15 МэВ, а состояниям ($s^{-1}s_{\Lambda}$) — энергии 18—30 МэВ. Конкретные расчеты [42, 67, 68] показывают, что остаточное ΛN -взаимодействие не слишком смешивает эти группы уровней. Из-за наличия только двух нейтронов в $0s$ -оболочке ядермишеней конфигурации ($s^{-1}s_{\Lambda}$) особенно заметно проявляются только в легких гиперядрах ${}^6,7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^8_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{12}, {}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ [69].

Хорошо известно [42, 47], что состояниям с конфигурацией ($s^{-1}s_{\Lambda}$) присущи специфические структурные запреты на барионные распады (они будут более подробно обсуждаться во второй части обзора):

запрет на вылет гиперона (такой распад возможен только за счет примеси конфигурации ($p^{-1}p_{\Lambda}$));

запрет на вылет α -частицы и гиперфрагмента ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ (правила отбора по схеме Юнга);

сильное подавление нуклонного канала (распад возможен за счет кинематических корреляций);

усиление каналов распада с испусканием ядер ${}^3\text{He}$ (${}^3\text{H}$) и гиперфрагментов ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ (${}^4\text{H}$). Поэтому при обсуждении распадных характеристик сильновозбужденных гиперядерных резонансов следует иметь в виду и конфигурацию ($s^{-1}s_{\Lambda}$).

В последнее время для образования гиперядер используются новые реакции (π^{+} , K^{+}), (K_{stop}^{-} , π^{-}), в которых преимущественно заселяются высоковозбужденные состояния. Для их частично-дырочной идентификации вполне достаточно использовать классификацию состояний в *стандартной модели оболочек* (СМО). Однако при анализе распадных характеристик уровней преимущества ТИМО очевидны.

Разработанная авторами ТИМО для гиперядер является вполне универсальной моделью в том смысле, что она на единой основе описывает спектроскопические свойства всех перечисленных групп состояний. Отметим, что стандартная (трансляционно-неинвариантная модель оболочек применялась многими авторами к описанию спектров уровней гиперядер (см., например, работы [70—75] и ссылки в них). Наш подход к описанию гиперядерных состояний с низшей $0\hbar\omega$ -конфигурацией ($p^{-1}s_{\Lambda}$) вследствие их явной «чистоты» по дви-

жению центра масс полностью совпадает с подходом в цитируемых выше работах. Существенные различия возникают при рассмотрении распадных свойств возбужденных состояний, которым отвечают другие конфигурации (см. далее разд. 2).

2. ФОРМАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ СТРУКТУРЫ ГИПЕРЯДЕР 1 p -ОБОЛОЧКИ

Волновые функции гиперядер в ТИМО. При построении в модели оболочек волновых функций ядер или гиперядер возникает задача выделения движения центра масс всей системы. Понятие «чистое» по центру масс состояние означает, что центр масс системы совершает колебания с любым целочисленным значением осцилляторных квантов и обладает энергией $(n + 3/2) \hbar\omega$. Нулевым колебаниям отвечает значение главного квантового числа $n = 0$. Из теории обычных ядер хорошо известно, что если помимо заполненных оболочек имеется только одна валентная, то центр масс совершает нулевые колебания. Если оказываются незамкнутыми две и более оболочки, то соответствующим конфигурациям в общем случае не отвечают «чистые» состояния. Такая ситуация возникает уже для $1\hbar\omega$ -полосы возбуждения.

Проблема классификации и построения волновых функций ядерных систем, отвечающих нулевым или более высоким колебаниям центра масс, строго решена в случае использования одночастичных радиальных функций гармонического осциллятора. Для гиперядер эта проблема также решается, если допустить, что гиперон движется в общей с нуклонами осцилляторной яме, т. е. $\hbar\omega_\Lambda = \hbar\omega_N$. Известно, что в полном базисе СМО всех состояний $n\hbar\omega$ -полосы возбуждения чистым состояниям (возбуждение центра масс с заданным $n \geq 0$) отвечают вполне определенные линейные комбинации базисных функций. Если заданы волновые функции ТИМО для системы нуклонов, то можно найти чистые линейные комбинации волновых функций СМО для возбужденных состояний гиперядра. Наглядным примером, иллюстрирующим появление такого типа *кинематических корреляций* в гиперядерных волновых функциях, могут служить возбужденные состояния гиперядер, построенные на ядерных состояниях с дыркой в валентной оболочке (см. соотношение (11)].

При рассмотрении структуры гиперядер в ТИМО отправной точкой нам будет служить СМО, формализм которой детально разработан. Отталкиваясь от этого формализма, мы получим все необходимые для ТИМО соотношения. Однако, прежде чем перейти к гиперядрам, напомним вкратце, как связаны СМО и ТИМО в случае обычных ядер.

Как уже говорилось выше, если не замкнута только валентная оболочка, то состояния, отвечающие такой конфигурации, являются «чистыми», причем центр масс совершает нулевые колебания. В таком случае связь между функциями СМО и ТИМО получается очень

простой. Пусть

$$|{}^A Z; e \equiv \{EJT\}\rangle = |s^4 p^h; e\rangle \quad (1)$$

— волновая функция ядерной системы в СМО в схеме промежуточной связи, или в более развернутой форме

$$|s^4 p^h; e\rangle = \sum_{fLS} a_{fLS}^e |s^4 p^h [f] LS : JT\rangle. \quad (2)$$

Здесь $a_{fLS}^{EJT} = a_{fLS}^e$ — коэффициенты смешивания, обусловленные остаточным нуклон-нуклонным взаимодействием; S , L и J — спиновый, орбитальный и полный моменты; f — квантовое число, характеризующее перестановочную симметрию состояния (схема Юнга). Поскольку центр масс системы с такой конфигурацией совершает нулевые колебания, можно (1) записать в виде

$$|s^4 p^h; e\rangle = \Psi_{00}(\mathbf{R}_A) \Phi_h^A(\{\xi_A\}; e). \quad (3)$$

Функция $\Psi_{00}(\mathbf{R}_A)$ описывает нулевые колебания центра масс; \mathbf{R}_A — его радиус-вектор; $\{\xi_A\}$ — набор координат Якоби:

$$\mathbf{R}_A = A^{-1} \sum_{i=1}^A \mathbf{r}_i, \quad (4)$$

$$\xi_{1,2} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2,$$

$$\xi_{2,3} = \mathbf{R}_2 - \mathbf{r}_3, \dots, \xi_{i,i+1} = \mathbf{R}_i - \mathbf{r}_{i+1}, \dots, \xi_{A-1,A} = \mathbf{R}_{A-1} - \mathbf{R}_A,$$

где $\mathbf{R}_i = i^{-1} \sum_{k=1}^i \mathbf{r}_k$, \mathbf{r}_i — радиус-векторы отдельных частиц. Зависящая от координат Якоби внутренняя функция ядра (функция ТИМО) определяется как

$$\Phi_h^A(\{\xi_A\}; e) = \frac{1}{\Psi_{00}(\mathbf{R}_A)} |s^4 p^h; e\rangle. \quad (5)$$

При выключенном остаточном гиперон-нуклонном взаимодействии внутреннюю волновую функцию гиперядра $\Phi_{h+n}^{A+1}(\{\xi_A\}, \xi_{A,\Lambda}; e, j : \mathcal{Y}\mathcal{M})$ (функцию ТИМО) можно представить как произведение внутренней волновой функции ядерного остова (5) и функции φ_{nl} , описывающей движение гиперона относительно центра масс ядра:

$$\begin{aligned} \Phi_{h+n}^{A+1}(\{\xi_A\}, \xi_{A,\Lambda}; e, j : \mathcal{Y}\mathcal{M}) &= [\Phi_h^A(\{\xi_A\}; e(J)) \varphi_{nl}(\xi_{A,\Lambda} = \\ &= \mathbf{R}_A - \mathbf{r}_\Lambda; j)]_{\mathcal{Y}\mathcal{M}} = \sum \langle JMjm | \mathcal{Y}\mathcal{M} \rangle \times \\ &\times \Phi_h^A(\{\xi_{AJ}\}; e(JM)) \varphi_{nl}(\xi_{A,\Lambda}; jm). \end{aligned} \quad (6)$$

Система таких функций получила название *базиса слабой связи*.

Умножим волновую функцию (6) на $\Psi_{00}(\mathbf{R}_{A+\Lambda})$ и обозначим ее через

$$|^{A+1}_{\Lambda}Z; e, l_j: \mathcal{Y}_{\mathcal{M}}\rangle = \Psi_{00}((A\mathbf{R}_A + \mu\mathbf{r}_{\Lambda})/(A + \mu)) [\Phi_k^A(\{\xi_A\}; e(J)) \varphi_{nl}(\xi_{A,\Lambda}; j)]_{\mathcal{Y}_{\mathcal{M}}}. \quad (7)$$

В (7) $\mu = m_{\Lambda}/m_N$ — отношение масс гиперона и нуклона. Далее, преобразование Тальми — Мошинского — Смирнова (ТМС) [56, 76] позволяет перейти в (7) от произведения осцилляторных функций, зависящих от координат $\mathbf{R}_{A+\Lambda}$ и $\xi_{A,\Lambda}$, к произведению функций от координат \mathbf{R}_A и \mathbf{r}_{Λ} :

$$\Psi_{00}(\mathbf{R}_{A+\Lambda}) \varphi_{nlm}(\xi_{A,\Lambda}) = \sum_{\nu=0}^n \langle 00, nl: l | A, \mu | NL, \nu\lambda: l \rangle [\Psi_{NL}(\mathbf{R}_A) \Psi_{\nu\lambda}(\mathbf{r}_{\Lambda})]_{lm}, \quad (8)$$

где $A = k + 4$ — число частиц в ядерном остове; $N + \nu = n$; $L + \lambda = l$. Коэффициенты ТМС в (8) не зависят от квантовых чисел внутреннего движения ядерного остова.

Выражение

$$|^{A+1}_{\Lambda}Z; e, l_j: \mathcal{Y}_{\mathcal{M}}\rangle = \left[\Phi_k^A(\{\xi_A\}; e(J)) \sum_{\nu=0}^n \langle 00, nl: | A, \mu | NL, \nu\lambda: l \rangle \times \right. \\ \left. \times [[\Psi_{NL}(\mathbf{R}_A) \Psi_{\nu\lambda}(\mathbf{r}_{\Lambda})]_{l\chi_{1/2}(\Lambda)}]_j \right]_{\mathcal{Y}_{\mathcal{M}}} \quad (9)$$

будем называть *волновой функцией обобщенного базиса СМО для гиперядра*. В (9) $\chi_{1/2}(\Lambda)$ — спиновая функция Λ -гиперона.

Если гиперон находится на нижней орбите, тогда $n = l = 0$, и в (9) остается только член с $N = \nu = 0$. При этом коэффициент ТМС равен единице, и мы получаем обычную функцию слабой связи СМО:

$$\Psi_{00}(\mathbf{R}_{A+\Lambda}) \varphi_{00}(\xi_{A,\Lambda}) [\Phi_k^A(\{\xi_A\}; e(J)) \chi_{1/2}(\Lambda)]_{\mathcal{Y}_{\mathcal{M}}} = \\ = [\Psi_{00}(\mathbf{R}_A) \Phi_k^A(\{\xi_A\}; e(J)) \Psi_{00}(\mathbf{r}_{\Lambda}) \chi_{1/2}(\Lambda)]_{\mathcal{Y}_{\mathcal{M}}} = \\ = [|^AZ; e(J)\rangle \Psi_{00}(\mathbf{r}_{\Lambda}) \chi_{1/2}(\Lambda)]_{\mathcal{Y}_{\mathcal{M}}}. \quad (10)$$

При $n > 0$ в (9) будут входить как нулевые, так и ненулевые колебания центра масс ядра-остова. Для состояний $(p^{-1}p_{\Lambda})$ с $n = l = 1$ из (9) получаем суперпозицию состояний СМО с нулевым колебанием центра масс гиперядра:

$$\Psi_{00}(\mathbf{R}_{A+\Lambda}) \Phi_{k+1}^{A+1}(\{\xi_A\}, \xi_{A,\Lambda}; e(J), 1pj: \mathcal{Y}_{\mathcal{M}}) = \\ = \Psi_{00}(\mathbf{R}_{A+\Lambda}) [\Phi_k^A(\{\xi_A\}; e(J)) \varphi_{11}(\xi_{A,\Lambda}; j)]_{\mathcal{Y}_{\mathcal{M}}} = \\ = \alpha [\Phi_k^A(e, J) \Psi_{00}(\mathbf{R}_A) [\Psi_{11}(\mathbf{r}_{\Lambda}) \chi_{1/2}(\Lambda)]_j]_{\mathcal{Y}_{\mathcal{M}}} + \\ + \beta [\Phi_k^A(e, J) [\Psi_{11}(\mathbf{R}_A) \chi_{1/2}(\Lambda)]_j \Psi_{00}(\mathbf{r}_{\Lambda})]_{\mathcal{Y}_{\mathcal{M}}}, \quad (11)$$

где $\alpha = (A/(A + \mu))^{1/2}$; $\beta = -(\mu/(A + \mu))^{1/2}$. Таким же способом для каждого уровня с конфигурацией $(p^{-1}p_{\Delta})$ можно получить и ортогональное к (11) «ложное» состояние (отвечающее $1\hbar\omega$ -возбуждению центра масс гиперядра), которое получается заменой $\alpha \rightarrow -\beta$, $\beta \rightarrow -\alpha$ в правой части (11). Отметим, что в функцию (11) входят все $1\hbar\omega$ -состояния СМО — $(p^{-1}p_{\Delta})$, $(s^{-1}s_{\Delta})$ и $(p^{-2}l s_{\Delta})$. Мы не будем здесь конструировать волновые функции ТИМО, для наших целей вполне достаточно пользоваться генеалогическим разложением волновой функции ТИМО системы A частиц по волновым функциям $A - 1$ или меньшего числа частиц и уметь связывать возникающие генеалогические коэффициенты (ГК) с соответствующими ГК в СМО.

В расчетах по модели оболочек ГК выступают в качестве основных структурных единиц, посредством которых многочастичная задача сводится к двух- или трехтельной задаче. Методика же расчета этих коэффициентов в СМО хорошо разработана.

Генеалогическое разложение волновых функций гиперядра в ТИМО. Генеалогическое разложение гиперядерной функции $|^{A+1}_{\Lambda}Z\rangle$ по функциям ядерного остова $|^AZ\rangle$ и гиперона очевидно — в силу нетождественности нуклона и гиперона соответствующий ГК просто равен единице [см. выражение (6)].

В гиперядерной спектроскопии возникают задачи, когда в волновой функции гиперядра необходимо произвести генеалогическое отделение не гиперона, а нуклона или группы барионов — нуклонной ассоциации или легкого гиперфрагмента. В первую очередь, имеются в виду задачи распада гиперядерных состояний по нуклонному каналу, а также с испусканием легчайших ядер ^2_1H , ^3_1H , ^3_2He и гиперядер $^3_1\Lambda\text{H}$ и $^4_1\Lambda\text{He}$. Кроме того, конечно, генеалогическое разложение с отделением нуклона необходимо при расчетах матричных элементов остаточного ΛN -взаимодействия, входящих в энергетические матрицы, диагонализация которых дает спектр и волновые функции гиперядра.

Метод, который будет использоваться для получения ГК, тот же самый, что и в СМО; сначала отделяется нуклон из любой внутренней оболочки, затем производится необходимая для последующих преобразований пересвязка угловых моментов. Далее осуществляется переход к другому набору переменных Якуби с дополнительной пересвязкой моментов, обеспечивающей присоединение гиперона к ядру-остову. Такая процедура, как будет показано, выявляет *кинематические корреляции барионов*, существующие в многочастичной системе. Ввиду сложности выражений для ГК отделения нуклонных ассоциаций и гиперфрагментов они здесь не приводятся, хотя расчетная схема их получения та же самая.

Покажем сначала, как получается ГК отделения нуклона из валентной ядерной оболочки, когда связь ГК в ТИМО и СМО особенно проста.

Генеалогические коэффициенты отделения нуклона в ядерной волновой функции. Генеалогический коэффициент ТИМО $g_{E'J'T'}^{EJT}(nlj) \equiv g_e^e(nlj)$ отделения нуклона с квантовыми числами nlj в волновой функции A нуклонов определяется в полной аналогии с ГК в СМО как соответствующий коэффициент генеалогического разложения этого состояния по всем волновым функциям системы $A - 1$ нуклонов:

$$\Phi_k^A(\{\xi_A\}; e) = \sum_{nlj} \sum_{e'} g_e^e(nlj) \times \\ \times [\Phi_{k-n}^{A-1}(\{\xi_c\}; e') \varphi_{nl}(\xi_{c,n} = \mathbf{R}_c - \mathbf{r}; j)]_{JM}. \quad (12)$$

Из (12) ясно, что ГК есть матричный элемент

$$g_e^e(nlj) = \langle \Phi_k^A(\{\xi_A\}; e), [\Phi_{k-n}^{A-1}(\{\xi_c\}; e') \varphi_{nl}(\xi_{cn}; j)]_J \rangle. \quad (13)$$

Как отмечалось выше, основное внимание будет уделено гиперядерным конфигурациям $|s^4 p^k e, n_{\Lambda} l_{\Lambda} j_{\Lambda} : \mathcal{Y}_{\mathcal{M}} \rangle$ и нам фактически понадобятся только ГК $g_e^e(1pj)$ отделения нуклона из валентной $1p$ -оболочки. Можно показать, что в этом случае ГК в ТИМО очень просто связаны с ГК в СМО:

$$g_e^e(1 p j) = \left(\frac{k+4}{k+3} \right)^{1/2} \sum_{\alpha, \alpha'} a_{\alpha}^e b_{\alpha'}^{e'} \begin{vmatrix} L' & 1 & L \\ S' & 1/2 & S \\ J' & j & J \end{vmatrix} \langle s^4 p^k \alpha T | s^4 p^{k-1} \alpha' T', p \rangle. \quad (14)$$

В (14) $a_{\alpha}^e = a_{fLS}^{EJT}$ и $b_{\alpha'}^{e'} = b_{f'L'S'}^{E'J'T'}$ — коэффициенты разложения волновых функций Φ_k^A и Φ_{k-1}^{A-1} по базисным функциям в LS -связи; возникающий в (14) $9j$ -символ (определение Рака [77]) обеспечивает необходимую пересвязку моментов, коэффициент

$$\langle s^4 p^k \alpha T | s^4 p^{k-1} \alpha' T', p \rangle = \left(\frac{k}{k+4} \right)^{1/2} \langle p^k \alpha T | p^{k-1} \alpha' T', p \rangle, \quad (15)$$

по определению, есть ГК отделения $1p$ -нуклона в СМО; множитель $[(k+4)/(k+3)]^{1/2}$ в (14) получается вследствие выделения центра масс системы [56].

Мы не приводим здесь стандартных выкладок, укажем лишь, что соотношение (14) получается, если в матричном элементе (13) перейти от функций ТИМО к функциям в СМО, подставив под интеграл квадрат функции нулевых колебаний центра масс $\Psi_{00}(\mathbf{R}_A)$, вводя дополнительное интегрирование по переменной \mathbf{R}_A и используя коэффициенты ТМС при преобразовании произведения $\Psi_{00}(\mathbf{R}_A) \varphi_{nl}(\xi_{c,n}) \rightarrow \Psi_{00}(\mathbf{R}_{A-1}) \Psi_{nl}(\mathbf{r})$.

Отметим, что ГК (14) не зависят от выбора конкретного базиса. Для функций основного состояния ядра ГК определяют *спектроскопические факторы* S , которые являются предметом экспери-

ментального изучения в реакциях подхвата $(p, 2p)$, (p, pn) , $(e, e'p)$ *:

$$C^2 S(e', j) = \left\langle T' T'_z \frac{1}{2} \tau_z | T T_z \right\rangle^2 \{g_e^e(nlj)\}^2. \quad (16)$$

ГК для возбужденных состояний входят в определение переходных плотностей. Обратимся теперь к генеалогическому разложению гиперядерной функции ТИМО (6).

Пересвязка угловых моментов ядра-остова, нуклона и гиперона. Подставим разложение (12) в (6), введем полный момент пары нуклон — гиперон $I = j + j_\Lambda$ и запишем функцию этой пары в LS -связи. После соответствующих преобразований волновая функция гиперядра (6) примет вид

$$\begin{aligned} & \Phi_{k+n\Lambda}^{A+1}(\{\xi_A\}, \xi_{A,\Lambda}; e, j_\Lambda : \mathcal{Y}\mathcal{M}) = \\ & = \sum_{nlj} \sum_{LSI} g_e^e(nlj) U(J' j \mathcal{Y} j_\Lambda : JI) \begin{vmatrix} l & 1/2 & j \\ l_\Lambda & 1/2 & j_\Lambda \\ L & S & I \end{vmatrix} \times \\ & \times [\Phi_{k-n}^{A-1}(\{\xi_c\}, e') [\varphi_{nl}(\xi_{c,n}; j) \varphi_{n_\Lambda l_\Lambda}(\xi_{A,\Lambda}; j)]_{LSI} \mathcal{Y}\mathcal{M}. \end{aligned} \quad (17)$$

В соотношении (17) коэффициент Рака U учитывает пересвязку промежуточных моментов в системе трех тел — ядро-остов (J'), состоящий из $A - 2$ нуклонов, нуклон (j) и гиперон (j_Λ) при условии $J' + j + j_\Lambda = J$. Отделяемый нуклон сначала был связан с ядром-остовом ($J' + j = J$), а в правой части разложения (17) он связан с гипероном ($j + j_\Lambda = I$).

Переход к новым переменным Якоби. Запись волновой функции гиперядра (6) в форме (17) фактически означает переход от ее двухтельного представления — ядро и гиперон (переменные Якоби $\{\xi_A\}$ и $\{\xi_{A,\Lambda}\}$) к трехтельному — ядро-остов из $A - 2$ нуклонов, нуклон и гиперон (переменные Якоби $\{\xi_c\}$, $\xi_{c,n}$ и $\xi_{A,\Lambda}$).

Дальнейший ход решения задачи по определению ГК отделения нуклона с образованием гиперядра $^{A-2}_\Lambda Z$ или вычислению двухчастичных матричных элементов ΛN -взаимодействия требует перехода в (17) к другим переменным Якоби.

В системе трех тел — ядро-остов, нуклон и гиперон, имеющих радиус-векторы \mathbf{R}_c , \mathbf{r}_n и \mathbf{r}_Λ и массы $m_c = (A - 1)m$, $m_\Lambda = \mu m$ (m — масса нуклона), можно ввести три пары независимых переменных Якоби:

$$\left. \begin{aligned} \xi_{A,\Lambda} &= \mathbf{R}_A - \mathbf{r}_\Lambda; \\ \xi_{c,n} &= \mathbf{R}_c - \mathbf{r}_n; \end{aligned} \right\} \quad (18a)$$

* Экспериментальные сведения о спектроскопических факторах можно найти в ссылках работы [58].

$$\left. \begin{aligned} \xi_{c, n+\Lambda} &= \mathbf{R}_c - (\mathbf{r}_n + \mu \mathbf{r}_\Lambda) / (1 + \mu); \\ \xi_{n, \Lambda} &= \mathbf{r}_n - \mathbf{r}_\Lambda; \end{aligned} \right\} \quad (18б)$$

$$\left. \begin{aligned} \xi_{c+\Lambda, n} &= ((A-1) \mathbf{R}_c + \mu \mathbf{r}_\Lambda) / (A-1 + \mu) - \mathbf{r}_n; \\ \xi_{c, \Lambda} &= \mathbf{R}_c - \mathbf{r}_\Lambda. \end{aligned} \right\} \quad (18в)$$

Далее, чтобы воспользоваться известным преобразованием Тальми — Мошинского — Смирнова для нуклонной и гиперонной волновых функций, в (17) следует перейти к безразмерным переменным Якуби. Для этого вводятся отношения всех входящих в (18а)—(18в) радиус-векторов к соответствующим им осцилляторным параметрам $r_{0i} = (\hbar/\mu_i \omega)^{1/2}$. Полученные таким способом безразмерные переменные, отвечающие наборам (18а)—(18в), в том же порядке запишем как

$$\mathbf{x}_1 = \sqrt{\frac{(A-1)\mu}{(A+\mu)A}} \mathbf{R}'_c + \sqrt{\frac{\mu}{(A+\mu)A}} \mathbf{r}'_n - \sqrt{\frac{A}{A+\mu}} \mathbf{r}'_\Lambda; \quad (19а)$$

$$\mathbf{y}_1 = \sqrt{\frac{1}{A}} \mathbf{R}'_c - \sqrt{\frac{A-1}{A}} \mathbf{r}'_n;$$

$$\mathbf{x}_2 = \sqrt{\frac{1+\mu}{A+\mu}} \mathbf{R}'_c - \sqrt{\frac{A-1}{(A+\mu)(1+\mu)}} \mathbf{r}'_n + \sqrt{\frac{\mu(A-1)}{(A+\mu)(1+\mu)}} \mathbf{r}'_\Lambda; \quad (19б)$$

$$\mathbf{y}_2 = \sqrt{\frac{\mu}{1+\mu}} \mathbf{r}'_n - \sqrt{\frac{1}{1+\mu}} \mathbf{r}'_\Lambda;$$

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_3 &= \sqrt{\frac{A-1}{(A+\mu)(A+\mu-1)}} \mathbf{R}'_c + \\ &+ \sqrt{\frac{\mu}{(A+\mu)(A+\mu-1)}} \mathbf{r}'_\Lambda - \sqrt{\frac{A+\mu-1}{A+\mu}} \mathbf{r}'_n; \end{aligned} \quad (19в)$$

$$\mathbf{y}_3 = \sqrt{\frac{\mu}{A+\mu-1}} \mathbf{R}'_c - \sqrt{\frac{A-1}{A-1+\mu}} \mathbf{r}'_\Lambda,$$

где $\mathbf{R}'_c = \mathbf{R}_c/r_{0c}$; $\mathbf{r}'_n = \mathbf{r}_n/r_{0n}$; $\mathbf{r}'_\Lambda = \mathbf{r}_\Lambda/r_{0\Lambda}$.

Пары векторов $(\mathbf{x}_i, \mathbf{y}_i)$ связаны унитарным преобразованием

$$\begin{pmatrix} \mathbf{x}_i \\ \mathbf{y}_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{ik} & \beta_{ik} \\ \beta_{ik} & -\alpha_{ik} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{x}_k \\ \mathbf{y}_k \end{pmatrix}. \quad (20)$$

При вычислении матричных элементов остаточного ΛN -взаимодействия нужны коэффициенты

$$\alpha_{12} = \sqrt{\frac{\mu(A-1)}{A(1+\mu)}}; \quad \beta_{12} = \sqrt{\frac{A+\mu}{A(1-\mu)}}, \quad (21а)$$

а для определения однопуклонного ГК-коэффициенты

$$\alpha_{13} = -\sqrt{\frac{\mu}{A(A+\mu-1)}}; \quad \beta_{13} = \sqrt{\frac{(A+\mu)(A-1)}{A(A+\mu-1)}}. \quad (21б)$$

Осцилляторные функции нуклона и гиперона в (17) при преобразовании (20) с учетом (21а) [или (21б)] записываются через коэф-

эффициенты Тальми — Мошинского — Смирнова и произведение осцилляторных функций от новых переменных:

$$[\varphi_{n_l}(\mathbf{y}_l) \varphi_{n_\Lambda l_\Lambda}(\mathbf{x}_l)]_L = \sum \langle nl, n_\Lambda l_\Lambda : L | \alpha^2 \beta^2 | \nu \lambda, n' l' : L \rangle \times [\varphi_{\nu \lambda}(\mathbf{y}_i) \varphi_{n' l'}(\mathbf{x}_i)]_L. \tag{22}$$

Отметим, что преобразование (22), при заданных начальных квантовых числах отделенного из ядра-остова нуклона (n, l) и гиперона (n_Λ, l_Λ), приводит к различным возбуждениям (n', l') выделяемого в полной гиперядерной функции нуклона, а также к различным возбуждениям (ν, λ) гиперона, образующего вместе с нуклонами ядра-остова $A - 2$ гиперфрагмент $A - 1_\Lambda Z$. В этом состоит проявление *кинематических корреляций барионов* в волновой функции гиперядерного резонанса, которые играют важную роль при рассмотрении распадов с вылетом нуклонов.

Пересвязка угловых моментов с «присоединением» гиперона к ядру-остову. Объединение гиперона с $A - 2$ нуклонами ядра-остова достигается подстановкой (22) в (17) и последующей векторной связью функций ядра с квантовыми числами $e' \equiv \{E' J' T'\}$ и гиперона с моментом j_Λ . Опуская утомительные выкладки, окончательно получаем для однонуклонного генеалогического разложения функции (17) следующее выражение:

$$\Phi_{k+n_\Lambda}^{A+1}(\{\xi_A\}, \xi_{A, \Lambda}; e, j_\Lambda : \mathcal{Y} \mathcal{M}) = \sum_{n' l' j'} \sum_{e', j'_\Lambda} G_{e' j'_\Lambda}^{e j_\Lambda \mathcal{Y}}(n' l' j') \times \times [[\Phi_{k-n}^{A-1}(\{\xi_c\}, e') \varphi_{\nu \lambda}(\xi_{c, \Lambda}; j'_\Lambda)]_{\mathcal{Y}'} \varphi_{n' l'}(\xi_{c+\Lambda, n}; j')]_{\mathcal{Y} \mathcal{M}}, \tag{23}$$

где $e', j'_\Lambda, \mathcal{Y}'$ обозначают квантовые числа остаточного гиперядра.

Коэффициент $G_{e' j'_\Lambda}^{e j_\Lambda \mathcal{Y}}(n' l' j')$ в (23) естественно назвать ГК *отделения нуклона в гиперядерной волновой функции*. Он выражается в виде произведения трех множителей:

$$G_{e' j'_\Lambda}^{e j_\Lambda \mathcal{Y}}(n' l' j') = g_{e'}^e(n l_j) Z_{j'_\Lambda}^{j j_\Lambda}(J' J \mathcal{Y}' \mathcal{Y}) \times \times \langle nl, n_\Lambda l_\Lambda : L | \alpha^2 / \beta^2 | \nu \lambda, n' l' : L \rangle. \tag{24}$$

В (24) первый множитель (g) есть ГК отделения нуклона из ядра-остова, второй, являющийся суммой произведений $6j$ - и $9j$ -символов и равный

$$Z_{j'_\Lambda}^{j j_\Lambda}(J' J \mathcal{Y}' \mathcal{Y}) = \sum_{LSI} U(J' j \mathcal{Y}' j_\Lambda : J I) \times \times \left| \begin{array}{ccc} l & \frac{1}{2} & j \\ l_\Lambda & \frac{1}{2} & j_\Lambda \\ L & S & I \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} \lambda & \frac{1}{2} & j'_\Lambda \\ l' & \frac{1}{2} & j' \\ L & S & I \end{array} \right| U(J' j'_\Lambda \mathcal{Y}' j' : \mathcal{Y}' I), \tag{25}$$

учитывает пересвязку угловых моментов, третий множитель связан с преобразованием произведения функций (22).

В заключение этого раздела укажем наиболее важные следствия, вытекающие из решения задачи об отделении нуклона в гиперядерных функциях ТИМО. Как отмечалось в разд. 1, специфика возбужденных гиперядерных состояний такова, что состояния с конфигурацией $(p^{-1}p_{\Lambda})$ энергетически отделены от состояний $(s^{-1}s_{\Lambda})$ и при решении широкого круга задач разумно ограничиться рассмотрением возбуждений $(p^{-1}p_{\Lambda})$. В этом случае преобразования (22) и (23) необходимы для описания распадов с испусканием нуклонов. Фактически, отделяя один нуклон и формируя затем гиперядро-остов [см. соотношение (23)], мы производим перестройку орбиталей гиперона $(n_{\Lambda}l_{\Lambda} \rightarrow v\lambda)$ и нуклона $(nl \rightarrow n'l')$. Практический интерес при такого типа преобразовании базисных функций представляет открывающаяся возможность получения в разложении (23) $0\hbar\omega$ -полосы состояний гиперядро-остова с гипероном в $0s$ -оболочке ($v = \lambda = 0$), выделяемый же из $1p$ -оболочки ядро-остова нуклон автоматически попадает на более высокие незанятые орбитали с $n' = 2$ ($l' = 0$ и 2). Эта особенность однонуклонного разложения гиперядерной функции (23), отражающая кинематические корреляции барионов в ТИМО, позволяет проводить расчеты вероятностей распада $1\hbar\omega$ -резонансов с конфигурацией $(p^{-1}p_{\Lambda})$ по нуклонному каналу с заселением низколежащих уровней дочерних гиперядер. Соответствующие спектроскопические амплитуды нуклонного распада определяются ГК ТИМО (24).

Представленный здесь формализм перестройки барионных орбит $(p^{-1}p_{\Lambda})$, $(p^{-2}ls_{\Lambda})$ в ТИМО в явной форме вводит кинематические корреляции барионов, присутствующие в многочастичной системе с исключенным движением центра масс. ТИМО, таким образом, дает ключ к наиболее экономному способу учета состояний $(p^{-2}ls_{\Lambda})$, не требующему, в отличие от СМО, слишком громоздкой процедуры подключения для этой цели в расчетную схему всех $1\hbar\omega$ -базисных оболочечных состояний гиперядра.

Детальное рассмотрение распадных свойств $1\hbar\omega$ -возбуждений в гиперядрах вынесено во вторую часть обзора.

Промежуточная связь в гиперядрах и гиперон-нуклонные силы. Волновая функция гиперядра записывается аналогично выражению (2) как линейная комбинация базисных функций (7):

$$|^{A+1}Z(\xi\mathcal{Y}T)\rangle = \Psi_{00}(\mathbf{R}_{A+\Lambda}) \sum_{i\Lambda} a_e^{\xi\mathcal{Y}T}(nlj_{\Lambda}) [\Phi_{\hbar}^A(\{\xi_A\}; e) \varphi_{nl}(\xi_A, \Lambda; j_{\Lambda})]_{\mathcal{Y}\mathcal{M}}. \quad (26)$$

Коэффициенты $a_e^{\xi\mathcal{Y}T}(nlj_{\Lambda}) = a_{E\mathcal{Y}T}^{\xi\mathcal{Y}T}(nlj_{\Lambda})$ в разложении (26), определяющие волновые функции в промежуточной связи, получаются вместе с собственными значениями энергий при диагонализации

энергетических матриц:

$$\begin{aligned}
 H_{e j_{\Lambda}, \bar{e} \bar{j}_{\Lambda}}^{\mathcal{Y}} &= \langle s^4 p^h; e, j_{\Lambda} : \mathcal{Y} | H | s^4 p^h; \bar{e} \bar{j}_{\Lambda} : \mathcal{Y} \rangle = \\
 &= E(JT) \delta_{e, \bar{e}} + \varepsilon_{nl} \delta_{j_{\Lambda}, \bar{j}_{\Lambda}} + \langle s^4 p^h; e, j_{\Lambda} : \mathcal{Y} | V | s^4 p^h; \bar{e}, \bar{j}_{\Lambda} : \mathcal{Y} \rangle, \quad (27)
 \end{aligned}$$

где $E(JT)$ — энергия возбуждения ядра-остова и ε_{nl} — одночастичная энергия гиперона в поле ядра. Двухчастичные матричные элементы остаточного ΛN -взаимодействия $V = V_{\Lambda N} - V_0$ (V_0 — среднее поле для гиперона в ядре) вычисляются с помощью техники генеалогических коэффициентов, изложенной выше:

$$\begin{aligned}
 &\langle s^4 p^h; e, j_{\Lambda} : \mathcal{Y} | V | s^4 p^h; \bar{e}, \bar{j}_{\Lambda} : \mathcal{Y} \rangle = \\
 &= (k+4) \sum_I \sum_{LS, \bar{L}\bar{S}} \left\{ \sum_{e'} G_{e'}^{ej_{\Lambda}\mathcal{Y}}(LSI) G_{e'}^{\bar{e}\bar{j}_{\Lambda}\mathcal{Y}}(\bar{L}\bar{S}I) \right\} \times \\
 &\quad \times \langle pl : LSI | V | pl : \bar{L}\bar{S}I \rangle. \quad (28)
 \end{aligned}$$

В (28) $G_{e'}^{ej_{\Lambda}\mathcal{Y}}(LSI)$ — генеалогический коэффициент отделения ΛN -пары с квантовыми числами LSI :

$$\begin{aligned}
 G_{e'}^{ej_{\Lambda}\mathcal{Y}}(LSI) &= \langle s^4 p^h; e, j_{\Lambda} : \mathcal{Y} | s^4 p^{h-1}; e', pl(LSI) : \mathcal{Y} \rangle = \\
 &= \sum_{j_n} g_{e'}^e(j_n) U(J' j_n \mathcal{Y} j_{\Lambda} : JI) \begin{vmatrix} 1 & \frac{1}{2} & j_n \\ e & \frac{1}{2} & j_{\Lambda} \\ L & S & I \end{vmatrix}. \quad (29)
 \end{aligned}$$

Поскольку число матричных элементов $\langle pl : LSI | V | pl : \bar{L}\bar{S}I \rangle$ обычно невелико, а число возбужденных состояний заданной полосы $n\hbar\omega$ -возбуждений для всех гиперядер $1p$ -оболочки большое, то эти матричные элементы удобно рассматривать как параметры. Они определяются либо по спектрам возбужденных состояний, либо вычисляются с использованием реалистических потенциалов V . Такие методы определения матричных элементов NN -взаимодействия давно применяются в ядерной физике, где наряду с ядерными спектрами имеется много данных по фазам NN -рассеяния и некоторым глобальным характеристикам ядерной материи. В результате многих исследований выяснилось, что такие особенности ядерных взаимодействий, как отталкивание на малых расстояниях или многочастичные силы, влияют главным образом на энергию связи, сжимаемость ядер. Тогда как энергетические спектры ядер в основном критичны к спиновой (и обменной) зависимости двухчастичных NN -потенциалов, включающих центральную, спин-орбитальную и тензорную компоненты.

Сведения о свободном ΛN -взаимодействии очень ограничены [78], и поэтому гиперон-нуклонные потенциалы чаще всего

получают по аналогии с нуклон-нуклонными потенциалами, используя элементы мезонной теории [79]. Важная особенность ΛN -взаимодействия — это отсутствие вклада однопионного обмена, основной части потенциала ΛN -взаимодействия. ΛN -силы оказываются поэтому более короткодействующими и содержат вклад обменов двумя пионами, K -мезонами и другими частицами. Малые компоненты в ΛN -потенциале, нарушающие зарядовую симметрию, могут возникнуть за счет нарушения изоспиновой симметрии для Λ - и Σ -гиперонов и некоторых мезонов [80]. Эти эффекты проявляются в энергиях связи Λ -гиперона в ${}^4\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ [44]. Во взаимодействии Λ -гиперона с нуклонами могут давать вклад также и трехчастичные ΛNN -силы (двухпионный обмен и др.), однако пока не найдено ярких эффектов их проявления. Возможно, что они влияют на A - зависимость одночастичных энергий Λ -гиперона [81].

В настоящее время основным источником информации о ΛA - и ΛN -взаимодействиях при низких энергиях служат гиперядра. При извлечении сведений об этих взаимодействиях важно корректно учитывать влияние структуры многочастичной системы. Одним из методов учета структурных факторов является процедура извлечения параметров остаточных ΛN -сил в модели оболочек, хорошо зарекомендовавшей себя при анализе спектров обычных ядер. На ранней стадии развития модель оболочек применялась главным образом для анализа энергий связи Λ -гиперона B_Λ , хотя именно описание энергий связи относится к наиболее уязвимым сторонам этой модели (см. разд. 4). Несмотря на это в наиболее продвинутом варианте модели оболочек [38, 70—72, 74], увязанным в какой-то мере с представлениями о гиперон-нуклонном взаимодействии в мезонной теории, получены важные результаты, позволяющие надеяться на ее успешное применение в спектроскопии гиперядер по мере накопления данных о гиперядерных уровнях. Мы хотели бы выделить некоторые из этих результатов, свойственных модели [70—72], поскольку она используется и в нашем анализе экспериментальных данных по гиперядерным γ -переходам.

1. Найдена удобная с физической точки зрения параметризация ΛN -взаимодействия для $0\hbar\omega$ -полосы возбуждений в гиперядрах $1p$ -оболочки (Λ -гиперон в $0s$ -оболочке). Пять матричных элементов двухчастичного взаимодействия

$${}^{2S+1}\mathcal{P}_I = \langle p_{S_\Lambda} : {}^{2S+1}P_I | V | p_{S_\Lambda} : {}^{2S+1}P_I \rangle; \quad (30)$$

$$\mathcal{P} = \langle p_{S_\Lambda} : {}^3P_1 | V | p_{S_\Lambda} : {}^1P_1 \rangle$$

записываются в виде линейных комбинаций параметров V_α (\bar{V} , Δ , S_Λ , S_N и T), отвечающих радиальным матричным элементам отдельных компонент ΛN -потенциала:

$$V(r) = V_0(r) + V_G(r) S_N S_\Lambda + V_\Delta(r) \mathbf{1}_{N\Lambda} S_\Lambda + V_N(r) \mathbf{1}_{N\Lambda} S_N + V_T(r) S_{12} \quad (31)$$

$$(S_{12} = 3(\boldsymbol{\sigma}_N \hat{\mathbf{r}})(\boldsymbol{\sigma}_\Lambda \hat{\mathbf{r}}) - \boldsymbol{\sigma}_N \boldsymbol{\sigma}_\Lambda).$$

Структура потенциала (31), содержащего центральную, спин-спиновую, спин-орбитальные и тензорные части, мотивирована рассмотрением различных мезонных обменов.

Явный вид матричных элементов следующий:

$$\begin{aligned}
 {}^1\mathcal{P}_1 &= \bar{V} + \frac{3}{4} \Delta; \\
 {}^3\mathcal{P}_0 &= \bar{V} - \frac{1}{4} \Delta + (S_N + S_\Lambda) + 6T; \\
 {}^3\mathcal{P}_1 &= \bar{V} - \frac{1}{4} \Delta + \frac{1}{2} (S_\Lambda + S_N) - 3T; \\
 {}^3\mathcal{P}_2 &= \bar{V} - \frac{1}{4} \Delta - \frac{1}{2} (S_\Lambda + S_N) + \frac{3}{5} T, \\
 \mathcal{P} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S_\Lambda - S_N).
 \end{aligned} \tag{32}$$

Параметр \bar{V} не влияет на расщепление уровней в гиперядре, он задает лишь общий сдвиг всех уровней конфигурации $\{s^4p^n \otimes \otimes s_\Lambda : \mathcal{Y}T\}$.

2. Установлено, что для многих низколежащих гиперядерных состояний реализуется слабая связь гиперона с ядерными состояниями, причем положение гиперядерного уровня линейно зависит от параметров V_α :

$$\varepsilon(\mathcal{Y}) = E(e) + \sum_{\alpha} D_{\alpha}^e(\mathcal{Y}) V_{\alpha}, \tag{33}$$

где коэффициенты

$$D_{\alpha}^e(\mathcal{Y}) = \sum_{IS} \left\{ \sum_{e'} G_{e'}^e \frac{1}{2} \mathcal{Y} (1SI) G_{e'}^e \frac{1}{2} \mathcal{Y} (1\bar{S}I) \right\} W_{\alpha}^{1S\bar{S}}, \tag{34}$$

включающие генеалогию отделения ΛN -пары, содержат информацию о структуре состояния ядра-остова. В (34) $W_{\alpha}^{1S\bar{S}}$ — матрица, связывающая в (32) параметры (30) и V_{α} . Соотношения (33) существенно облегчают извлечение V_{α} по экспериментальным данным об энергии гиперядерных уровней.

3. С набором параметров $\{V_{\alpha}\}$ расщепление гиперядерных дублетов $\left\{ \xi \left(\mathcal{Y} = J \pm \frac{1}{2} \right), T \right\}$, построенных на заданном ядерном состоянии $\{EJT\}$, зависит только от трех параметров — Δ , S_{Λ} и T . Параметр S_N влияет на положение дублетов, сформированных на различных ядерных состояниях. В редких случаях расщепление дублета зависит от одного параметра V_{α} . Например, расщепление гиперядерного дублета ${}^4S_{3/2}$, ${}^2S_{1/2}$, построенного на ядерном состоянии 3S_1 (основное состояние ${}^6\text{Li}$), зависит только от Δ , а расщепление дублета ${}^2D_{5/2}$, ${}^2D_{3/2}$, построенного на ядерном состоянии 1D_2 (${}^8\text{Be}$), определяется S_{Λ} .

Таким образом, физически наглядная параметризация ΛN -взаимодействия (32), как будет видно из дальнейшего изложения, позволяет при анализе гиперядерных спектров получать информацию об отдельных частях ΛN -взаимодействия.

3. ДРУГИЕ МЕТОДЫ В ТЕОРИИ СТРУКТУРЫ ГИПЕРЯДЕР

В теории атомного ядра разработан целый ряд моделей для описания системы A -частиц. Модели эти отличаются друг от друга прежде всего выбором изучаемых характеристик (одночастичные или коллективные), а также техникой решения основных уравнений теории — хартри-фоковский подход, вариационный метод, кластерные модели, метод гиперсферических функций и др. Многие из названных приближений использовались для изучения спектроскопических характеристик отдельных гиперядер, а также эффектов влияния гиперона на свойства нуклонного остова.

Привлекательность использованной здесь ТИМО в физике гиперядер состоит не только в ее универсальности совместного и систематического описания многих аспектов «рождения, жизни и смерти» гиперядер, целого комплекса взаимосвязанных проблем образования, структуры и распадов гиперядерных состояний. Вследствие учета на микроскопическом уровне индивидуального движения всех A -частиц, составляющих гиперядро, ТИМО вместе с тем служит хорошей базой для сопоставления различных подходов. На нынешнем этапе гиперядерных исследований особую роль играют ядрамишени $1p$ -оболочки, в которых расстояния между низшими ядерными уровнями, как правило, большие (так что применима слабая связь), и имеется обширная спектроскопическая информация по гиперядрам и особенно обычным ядрам [82].

В базе слабой связи

$$|{}_{\Lambda}^{A+1}Z(\xi\mathcal{Y}T)\rangle = |{}^AZ(EJT) \otimes j_{\Lambda} : \mathcal{Y}T\rangle \quad (35)$$

легко просматривается гросс-структура ожидаемого спектра гиперядра — добавление гиперона на заданную орбиту очень часто просто приводит к мультиплетному расщеплению известных ядерных уровней с незначительным смешиванием состояний (35). Расщепление зависит от структуры ядра-остова и значений параметров остаточного ΛN -взаимодействия. Некоторые возбужденные состояния гиперядер, например, относящиеся к $1\hbar\omega$ -конфигурации $|s^4p^h, p_{\Lambda}\rangle$, иногда более удобно классифицировать по квантовым числам $(\lambda\mu)$ группы $SU(3)$:

$$|s^4p^h [f_N] L_N S_N T_N, p_{\Lambda} [f_1 f_2 f_3] (\lambda\mu) LS\mathcal{Y}\rangle. \quad (36)$$

При такой классификации весьма просто выделять состояния «истинно» гиперядерные [53, 63], которые обладают большей, чем это возможно для обычных ядер, орбитальной симметрией ($f_1 = 5$), и отличать их от состояний аналоговых ($f_1 \leq 4$). Функции (35)

и (36) связаны унитарным преобразованием, аналогичным преобразованию от LS - к jj -связи. В практических расчетах предпочтительна та классификация, в которой фрагментация состояния минимальна, что, конечно, в определенной мере зависит и от вида ΛN -взаимодействия. Иногда выбор представления диктуется самой постановкой задачи. Например, распад возбужденного состояния с испусканием s -оболочечного гиперфрагмента ${}^{\Lambda}He$, имеющего максимальную пространственную симметрию ($f_1 = 5$), разрешен только в том случае, если волновая функция содержит «истинно» гиперядерную компоненту [83], т. е. для описания этого кластерного канала распада удобнее использовать представление (36).

В любом варианте оболочечной модели учитывается ограниченное число осцилляторных квантов при построении базисных волновых функций. Несколько $\hbar\omega$ удается учесть только для простых ядерных систем [84]. Большинство авторов [38, 42, 75] строят базисные функции только из $0\hbar\omega$ - и $1\hbar\omega$ -конфигураций. В таком случае пренебрегают перераспределением нуклонов по оболочечным состояниям, которое, вообще говоря, может возникнуть при добавлении гиперона и привести к изменению свойств ядерного остова по сравнению с его свойствами в свободном состоянии.

Весьма популярной для изучения изменений радиальной плотности нуклонов, вызванных присутствием гиперона, является модель резонирующих групп (МРГ) [85], которая, по существу, есть усовершенствованный вариант α -кластерной модели [86]. Детально разработанная в теории ядра МРГ нашла широкое применение в систематическом описании структуры легких гиперядер [53, 87] с $A \leq 9$, рассматриваемых как системы трех тел $\alpha + x + \Lambda$ ($x = N, d, t, \alpha$). Хорошо известно [56], что ТИМО и МРГ имеют много общего: как в одной, так и в другой модели исключено движение центра масс и используются полностью антисимметризованные по всем нуклонам волновые функции. Более того, волновые функции в обоих подходах полностью совпадают, если состояния в ТИМО классифицировать в схеме LS -связи, а функциям относительного движения кластеров в МРГ приписать низшие осцилляторные состояния. Очевидно, многие характеристики гиперядерных состояний можно описать одинаково хорошо в обеих моделях, если подходящим образом подобрать соответствующие параметры моделей.

Известно также, что в гиперядрах имеются и такие состояния, которые сравнительно просто описываются в одной модели, а в другой их описание представляет большие технические трудности. Для иллюстрации приведем два примера.

1. Этот пример относится к описанию полос уровней многочастичных ядерных систем, отвечающих разрушенным нуклонным кластерам. К ним, например, принадлежат уровни с дыркой в s -оболочке. Явным преимуществом ТИМО является ее способность описывать такого типа состояния, в частности, возбужденные уровни с $T = 1$ в 6Li и 8Be и других ядрах. Эти возбуждения не рассмат-

риваются при кластерных разбиениях $\alpha + d$ или $\alpha + \alpha$ [53, 54], но, как известно, они реализуются в (K^- , π^-)-реакциях замещения нейтрона Λ -гипероном на мишенях ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и др. Более полное описание спектра ${}^{\Lambda}\text{Be}$ требует рассмотрения ${}^8\text{Be}$ с одной разрушенной α -частицей как систему трех тел, а гиперядро ${}^{\Lambda}\text{Be}$ — как систему четырех тел [88]. В ТИМО же переход от одного разбиения к другому ($\alpha + \alpha \rightarrow {}^7\text{Be} + n$) осуществляется просто преобразованием Тальми — Мошинского — Смирнова, при этом сама гиперядерная задача практически не усложняется.

В то же время подход МРГ дает возможность рассмотреть изменение относительного движения кластеров, вызванное добавлением гиперона в ядерную среду. Интересным результатом кластерной модели [53, 54, 87] является то, что добавление гиперона к ядерной системе может существенно изменить относительное движение нуклонных кластеров, а следовательно, и вероятности электромагнитных переходов. Учет подобных эффектов в модели оболочек является сложной задачей, так как при этом необходимо подключать конфигурации с большим числом осцилляторных квантов.

2. Качественно новые эффекты МРГ [53, 87] предсказывает и в более тяжелых гиперядрах, когда необходимо принимать во внимание разные кластерные разбиения. Ярким примером может служить гиперядро ${}^{\Lambda}\text{Ne}$. Как известно [89], спектр низших состояний отрицательной четности в ядерной подсистеме ${}^{19}\text{Ne}$ начинается очень низко — с 280 кэВ. В кластерной модели низколежащие уровни ${}^{19}\text{Ne}$ положительной четности описываются разбиением $\{{}^{16}\text{O} + {}^3\text{He}\}$, а отрицательной — разбиением ${}^{15}\text{O} + {}^4\text{He}$. В [90] показано, что добавление гиперона понижает состояния отрицательной четности в ${}^{\Lambda}\text{Ne}$ и основным состоянием гиперядра оказывается состояние $\{({}^{15}\text{O} + {}^4\text{He}) \otimes s_{\Lambda} : 1^{-}\}$, тогда как нижнее состояние положительной четности $\{({}^{16}\text{O} + {}^3\text{He})\} \otimes s_{\Lambda} : 0^{+}$ расположено на 2 МэВ выше. Стандартная модель оболочек дает другой порядок уровней в ${}^{\Lambda}\text{Ne}$ — двумя первыми уровнями являются 0^{+} (основное состояние) и 1^{+} (0,25 МэВ) (дублет, сформированный на основном состоянии $\frac{1^{+}}{2} {}^{19}\text{Ne}$), а уровень 1^{-} появляется выше — при энергии возбуждения 0,7 МэВ [38]. Для проверки различных предсказаний кластерной и оболочечной моделей предлагается использовать измерения функций возбуждения ${}^{20}\text{N}$ в (K^- , π^-)- и (π^+ , K^+)-реакциях [88] или регистрацию задержанных ядерных γ -квантов в безмезонных слабых распадах ${}^{\Lambda}\text{Ne}$ [91].

В целом же, сравнивая многие результаты МРГ и ТИМО, можно сделать вывод, что обе модели неплохо дополняют друг друга и совместно могут не только описывать всю совокупность имеющихся экспериментальных данных, но и предсказывать новые эффекты.

Изменение свойств нуклонного остова, вызванное присутствием гиперона, можно изучать также в рамках метода гиперсфери-

ческих функций [92], в котором используется коллективная переменная — гиперрадиус. Этот метод используется прежде всего для описания отдельных глобальных характеристик гиперядер — энергии связи и размеров гиперядер, сжимаемости ядерного остова [93, 94].

Вариационные подходы и методы точного решения уравнения Шредингера в теории гиперядер находят применение главным образом в интерпретации свойств s -оболочечных гиперядер — основных (0^+) и возбужденных (1^+) состояний ${}^A_\Lambda\text{H}$ и ${}^A_\Lambda\text{He}$ и энергии связи B_Λ гиперядра ${}^A_\Lambda\text{He}$. Известная проблема здесь состоит в том, что с двухчастичными ΛN -потенциалами простой формы, согласованными с имеющимися данными по Λp -рассеянию и энергиям связи B_Λ для гиперядер с $A = 3$ и 4 получаются заниженные энергии возбуждения ${}^A_\Lambda\text{H}$ (${}^A_\Lambda\text{He}$) и слишком большое (более 5 МэВ) значение B_Λ для ${}^5_\Lambda\text{He}$ ($B_\Lambda^{\text{эксп}} = 3,12 \pm 0,02$ МэВ [44]). Совместного описания этих систем и гиперон-нуклонного рассеяния, по-видимому, можно добиться путем введения двухканального взаимодействия со связью Λ - и Σ -каналов [95] (решение уравнений Фаддеева) или путем включения в задачу эффективных (дисперсивных) спин-зависимых ΛN -сил, которые возникают в уравнениях, описывающих гиперядра, в результате исключения Σ -канала (вариационный подход [96]). Предпринимаются также попытки в рамках вариационного метода дать совместное описание Λp -рассеяния и свойств гиперядер с $A = 3 \div 5$ за счет усложнения формы двухчастичных ΛN -потенциалов [97]. Для дальнейшего продвижения в решении задач, относящихся к физике малонуклонных гиперядер, как подчеркивается в теоретических работах, важно иметь более точные сведения о сечениях гиперон-нуклонного рассеяния и энергии связи ${}^3_\Lambda\text{H}$ ($B_\Lambda^{\text{эксп}} = 0,13 \div 0,05$ МэВ) [44].

При оболочечном описании состояний гиперядер средней массы ($2d$ -, $2s$ -оболочки) и более тяжелых, возбуждающихся в (K^- , π^-)-реакциях, число требующихся конфигураций резко возрастает. В конкретных расчетах гросс-структуры спектров возбуждения таких систем ограничиваются приближенными методами, используя представления об «инертном» остове и валентных нуклонах [98]. Поскольку большое число гиперядерных состояний расположено высоко в сплошном спектре, нужны измерения их спектров с высоким энергетическим разрешением и выделением вкладов резонансного и квазиупругого механизмов реакций.

Метод Хартри — Фока является в широком диапазоне массовых чисел одним из распространенных подходов в изучении на микроскопическом уровне многих свойств гиперядер — энергии связи гиперона B_Λ , квадрупольных деформаций и размеров гиперядер, кулоновской энергии, сжимаемости ядерного остова и одночастичной энергии Λ -гиперона [99]. Особый интерес к способам описания одночастичных движений в гиперядрах, и в частности к возможностям метода Хартри — Фока, возник в результате освоения (π , K^+)-

реакций в спектроскопии Λ -гиперядер [21], в которых для гиперядер с $A = 9 \div 89$ получены экспериментальные данные по одночастичным энергиям Λ -гиперона, начиная с самых глубоких оболочек и кончая g -оболочкой в гиперядре ${}^{89}_{\Lambda}\text{Y}$. Эти данные недавно анализировались как с использованием простых приближений (потенциал Вудса — Саксона и др. [32]), так и методом Хартри — Фока с ΛN - и ΛNN -силами типа Скирма [81]. Наблюдаемая A -зависимость энергетического расщепления между $(1p, 0s)$ - и $(2d, 1p)$ -оболочками, по-видимому, указывает на заметный вклад ΛNN -сил. Вопрос об условиях эквивалентности ΛN -сил, зависящих от плотности, и ΛNN -сил рассматривался в хартри-фоковском подходе [100] и в двухтельной модели [101].

Делаются попытки [102—105] распространить на гиперядра новые развивающиеся в теории ядра методы релятивистского описания одночастичного движения барионов [106]. Для проверки релятивистских эффектов предлагается измерять магнитные моменты гиперядер с заполненными нуклонными оболочками [102], а также сечения $(e, e' K^+)$ - и (γ, K^+) -реакций [103, 104, 107].

В последние годы высказываются идеи о возможных проявлениях кварковых степеней свободы в гиперядрах [32, 62, 108]. Прежде всего здесь имеется в виду деконфайнмент странного кварка в ядерной среде, если гиперядро рассматривать как систему $3A$ кварков с действием принципа Паули на кварковом уровне. Действительно, в гиперядре ${}^{\Lambda}_5\text{He}$ (упоминавшемся выше в связи с трудностями в описании B_{Λ}), например, ud -кварки нуклонов полностью заполняют $0s$ -орбиту, вследствие принципа Паули ud -кварки гиперона должны помещаться на более высокой орбите, тогда как s -кварк может быть на нижней орбите, т. е. в кварковой картине полная нетождественность (различимость) гиперона и нуклона оказывается нарушенной. Такого рода кварковые эффекты могут отразиться также на степени нарушения чистоты изоспина в различных гиперядерных состояниях [62] и в A -зависимости расщеплений одночастичных уровней Λ -гиперона, измеряемых в (π^+, K^+) -реакциях [32]. Имеющиеся экспериментальные данные пока же вполне допускают рассматривать Λ -гиперон в ядре как частицу, нетождественную нуклону, и корректная количественная постановка задачи о кварковых степенях свободы, по-видимому, потребует измерений более высокой точности.

4. НИЗКОЛЕЖАЩИЕ СОСТОЯНИЯ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ΛN -ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ГИПЕРЯДРАХ

За длительный период становления гиперядерной физики с помощью ядерных фотоэмульсий и пузырьковых камер были открыты отдельные моды слабых распадов основных состояний легких гиперядер с вылетом π -мезонов, нуклонов и легчайших ядер, которые дали сведения о квантовых числах некоторых гиперфрагментов —

${}^3\text{H} \left(\frac{1^+}{2} \right)$, ${}^4\text{H} \left({}^4\text{He} \right) (0^+)$, ${}^8\text{Li} (1^-)$, ${}^{11}\text{B} \left(\frac{5^-}{2} \right)$, ${}^{12}\text{B} (1^-)$ [44, 109]. Однако

из опыта развития спектроскопии обычных ядер уже тогда было ясно, что и другие характерные для возбужденных уровней распады с испусканием γ -квантов, гиперонов, нуклонов и ядерных кластеров должны играть не менее важную роль в формировании представлений о структуре гиперядер и гиперон-нуклонных сил.

Поскольку в этой части обзора нас в первую очередь будут интересовать низколежащие (подпороговые) уровни гиперядер, уместно сначала дать имеющуюся экспериментальную информацию об этих уровнях, энергии которых определены по спектрам излучаемых γ -квантов. Далее мы кратко остановимся на соотношениях, определяющих вероятности γ -переходов, и завершим этот раздел обсуждением вариантов остаточного ΛN -взаимодействия и общей картины гиперядерных спектров, относящихся к нижней конфигурации ($p^{-1}s_\Lambda$).

Экспериментальные сведения о гиперядерных γ -квантах. Хотя эта работа посвящена гиперядрам $1p$ -оболочки, для полноты информации о выполненных к настоящему времени экспериментах по γ -спектроскопии стоит отметить и первые, упомянутые во введении опыты по обнаружению γ -квантов от легчайших s -оболочечных гиперядер ${}^4\text{H}$ и ${}^4\text{He}$. Удачно выбранные ядра-мишени ${}^6,7\text{Li}$ позволили в серии экспериментов при захвате остановившихся K^- -мезонов [40—42] и в ($K^-\pi^-\gamma$)-реакциях «на лету» [37] зарегистрировать γ -кванты от ${}^4\text{H}$ и ${}^4\text{He}$. Для мишени ${}^6\text{Li}$ не ожидалось каких-либо других источников γ -квантов, поскольку даже основное состояние ${}^6\text{Li}$ может распадаться по каналу $p + {}^5\text{He}$. Пороговая энергия канала $n + {}^5\text{He}$ для ${}^6\text{He}$, образующегося в (K^-, π^0)-реакции с остановившимися K^- -мезонами, очень мала — (240 ± 10) кэВ, так что большинство состояний ${}^6\text{He}$ лежат в непрерывном спектре и распадаются по барионным каналам. Экспериментальное выделение высокой области возбуждения ${}^7\text{Li}$ и идентификация ${}^4\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ по мезонным распадам ${}^4\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^-$ ($E_\pi = 53$ МэВ) и ${}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^0$ ($E_\pi = 57$ МэВ) позволили надежно выделить γ -линии с энергиями 1,04 и 1,15 МэВ, принадлежащие гиперядрам ${}^4\text{H}$ и ${}^4\text{He}$. Образование ${}^4\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ в возбужденных 1^+ -состояниях было интерпретировано как кластерный распад высоковозбужденных фрагментированных резонансов с доминирующей конфигурацией ($s^{-1}s_\Lambda$) [42, 47].

Медленное накопление данных о γ -переходах в гиперядрах $1p$ -оболочки связано прежде всего с неблагоприятными фоновыми условиями и малой скоростью счета событий с возбуждением в (K^-, π^-)-реакциях низколежащих уровней $0\hbar\omega$ -конфигурации ($p^{-1}s_\Lambda$) по сравнению с возбуждением уровней $1\hbar\omega$ -конфигурации ($p^{-1}p_\Lambda$), особенно тех из них, которые реализуются при перевороте спина. Интерес к γ -спектроскопии гиперядер велик, поскольку измерение энергий гиперядерных γ -линий дает очень точное положение уровней (единицы — десятки килоэлектрон-вольт), которые анализируются

в различных подходах. Имеющиеся экспериментальные данные, полученные в основном в БНЛ, пока немногочисленны.

${}^7\text{Li}$. В реакции ${}^7\text{Li} (K^-, \pi^- \gamma)$ ${}^7\text{Li}$ наблюдалась γ -линия с энергией $E_\gamma = (2,034 \pm 0,023)$ МэВ [37], близкой к энергии γ -перехода в ${}^6\text{Li} 3^+, 0 \rightarrow 1^+, 0$ ($E_\gamma = 2,19$ МэВ), что указывает на обнаружение гиперядерного γ -перехода между дублетными состояниями ${}^7\text{Li} \left[\frac{5^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$ (основное состояние)], построенными на уровнях $3^+, 0$ и $1^+, 0$ в ${}^6\text{Li}$.

Ранее сообщавшаяся γ -линия с $E_\gamma = 0,79$ МэВ [110] не подтверждена. Типичная картина экспериментальных γ -спектров показана на рис. 1. Гиперядерная γ -линия с $E_\gamma = (442,1 \pm 2,1)$ кэВ, зарегистрированная в реакции ${}^{10}\text{B} (K^-, \pi^- \gamma)$ ${}^{10}\text{B}$ при высоких энергиях возбуждения ${}^{10}\text{B}$ (21—29 МэВ) [111], в работе [112] приписана γ -переходу $\frac{3^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$ (основное состояние) в дочернем гиперядре ${}^7\text{Li}$. Гиперядро ${}^7\text{Li}$ образуется при кластерном распаде частично-дырочного резонанса замещения ($s^{-1}s_\Lambda$) в ${}^{10}\text{B}$ по каналу ${}^3\text{He} + {}^7\text{Li}^*$. Распад такого состояния ${}^{10}\text{B}$ по предполагаемому в [111] каналу $2p + {}^8\text{Li}$, как показано в [112], оказывается сильно подавлен. Кроме того, наблюдаемая γ -линия не отвечает ожидаемой схеме уровней ${}^8\text{Li}$.

${}^8\text{Li}$. Сведения о γ -линиях от ${}^8\text{Li}$ противоречивы — при захвате остановившихся K^- -мезонов ядром ${}^9\text{Be}$ были замечены γ -кванты с $E_\gamma = (0,31 \pm 0,02)$ МэВ [39] и $E_\gamma = (1,22 \pm 0,04)$ МэВ [113], которые приписываются дочернему гиперядру ${}^7\text{Li}$, образующемуся при распаде возбужденного гиперядра ${}^9\text{Be}$. Однако достоверность этих γ -линий (особенно второй) подвергается сомнению [114].

${}^9\text{Be}$. В реакции ${}^9\text{Be} (K^-, \pi^- \gamma)$ ${}^9\text{Be}$ зарегистрирована γ -линия с $E_\gamma = (3,079 \pm 0,04)$ МэВ [37], близкая к энергии ядерного уровня $2^+, 0$ (2,94 МэВ) в ${}^8\text{Be}$, что указывает на наблюдение близких по энергии γ -переходов $\left(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2} \right) \rightarrow \frac{1^+}{2}$ в ${}^9\text{Be}$ при девозбуждении дублета, сформированного на этом ядерном уровне.

${}^{10}\text{B}$, ${}^{16}\text{O}$. Поиски γ -квантов от дублета основного состояния ${}^{10}\text{B}$ проводились недавно в реакции ${}^{10}\text{B} (K^-, \pi^- \gamma)$ ${}^{10}\text{B}$ [5, 111]. Оболочечные расчеты со стандартным вариантом ΛN -взаимодействия [38] предсказывали для γ -перехода $2_1^- \rightarrow 1^-$ (основное состояние) γ -линию с $E_\gamma \approx 160$ кэВ, но такая γ -линия не была обнаружена. Эксперимент [111, 115, 116] показал, что энергия дублетного расщепления $\Delta E (2_1^-, 1^-)$ в ${}^{10}\text{B}$ должна быть менее 80—100 кэВ. Ранее сообщавшаяся γ -линия с $E_\gamma \approx 160$ кэВ [117] не получила подтверждения. Дублетное расщепление с $\Delta E (1_1^-, 0^-) \approx 80$ кэВ основного состояния ${}^{16}\text{O}$, предсказываемое в [38], не проявилось в реакции ${}^{16}\text{O} (K^-, \pi^- \gamma)$ ${}^{16}\text{O}$ [5, 115, 116].

Сведения о γ -переходах представляют большой интерес в спектроскопии гиперядер, поскольку прецизионные измерения энергий

гиперядерных уровней важны для определения параметров ΛN -взаимодействия. Как будет видно из дальнейшего изложения, при-

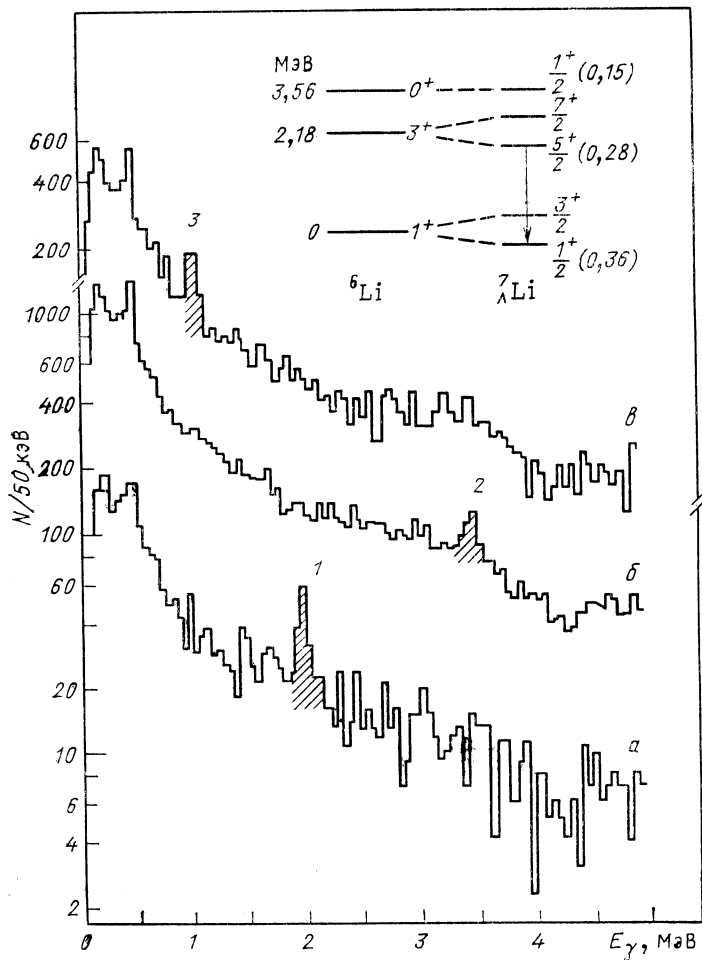


Рис. 1. Спектры γ -квантов, измеренные в БНЛ в реакции ${}^7\text{Li}(K^-, \pi^- \gamma_{\Lambda} {}^7\text{Li})$ при $\theta_{\pi} \approx 0^\circ$ и $P_K = 820$ МэВ/с [37] для трех областей энергии возбуждения ${}^7\text{Li}$: — 6–6 МэВ (а), 6–22 МэВ (б) и 22–39 МэВ (в); заштрихованным пикам приписаны γ -переходы в ${}^7\text{Li}$ [$5+2 \rightarrow 1+2$, $E_{\gamma} = (2,034 \pm 0,023)$ МэВ] (1), ${}^6\text{Li}(0+ \rightarrow 1+, E_{\gamma} = 3,56$ МэВ) (2), ${}^4\text{He}(1+ \rightarrow 0+, E_{\gamma} \approx 1$ МэВ) (3); вверху показаны спектры ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ и ожидаемые интенсивности возбуждения уровней ${}^7\text{Li}$ [74]

веденные данные по γ -линиям не исчерпывают многообразия ожидаемых гиперядерных γ -спектров.

О вероятностях гиперядерных γ -переходов. Следуя [74], остановимся кратко на некоторых общих характеристиках γ -переходов между гиперядерными состояниями с гипероном в $0s$ -оболочке. Их удобно разделить на две группы — γ -девозбуждение верхней компоненты дублета, сформированного на одном ядерном состоянии $|\alpha J_N\rangle$ (рис. 2, а), и γ -переходы между уровнями, построенными на

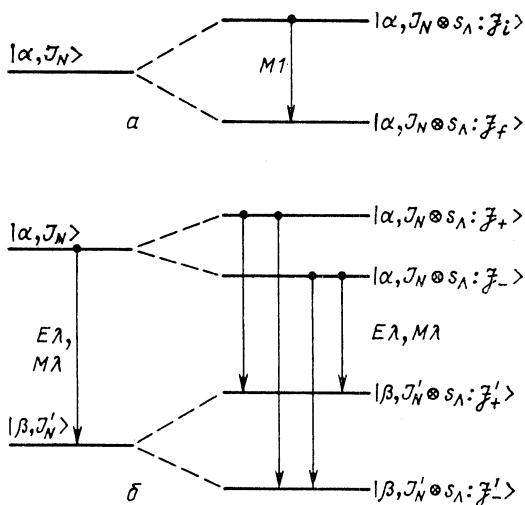


Рис. 2. Схематическое изображение дублетных расщеплений и γ -переходов в гиперядрах:

а — γ -девозбуждение уровня отдельного дублета; б — электромагнитные переходы между уровнями двух различных дублетов

двух различных состояниях ядерного остова $|\beta J'_N\rangle$ и $|\alpha J_N\rangle$, что качественно соответствует слабой связи Λ -гиперона с ядром (рис. 2, б).

В первом случае при не слишком большом расщеплении дублетных состояний доминирует $M1$ -переход и соответствующая радиационная ширина определяется выражением

$$\Gamma_\gamma(M1) = \alpha_1 (\Delta E)^3 \frac{3}{2} (2\mathcal{Y}_f + 1) \left\{ \begin{matrix} \mathcal{Y}_i & \mathcal{Y}_f & 1 \\ 1/2 & 1/2 & J_N \end{matrix} \right\}^2 (g_N - g_\Lambda)^2, \quad (37)$$

где $\alpha_1 = 4,2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-3}$; g_N и g_Λ — ядерный и Λ -гиперонный g -факторы, определяющие магнитный момент $\mu = g\mathcal{Y}$. Формула (37) часто используется для оценки времени жизни $\tau = \hbar/\Gamma_\gamma$ верхнего уровня дублета. Если оно получается меньше времени жизни Λ -гиперона в ядре (для свободного гиперона $\tau_\Lambda \simeq 2,63 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ [118]), то слабый (мезонный или безмезонный) распад данного состояния будет преобладать. Такие состояния называют *изомерными*, и они возможны в гиперядрах $1p$ -оболочки.

Радиационные переходы, относящиеся ко второй группе, могут быть электрического ($E\lambda$) или магнитного типов ($M\lambda$) (λ -мультипольность перехода). При этом гиперядерная радиационная ширина

$\Gamma_\gamma(\lambda)$ просто выражается через ядерную $\Gamma_N(\lambda)$:

$$\Gamma_\gamma(\lambda) = (2J_N + 1)(2\mathcal{Y}_f + 1) \left\{ \begin{matrix} J'_N & \mathcal{Y}_f & \frac{1}{2} \\ \mathcal{Y}_i & J_N & \lambda \end{matrix} \right\}^2 (E_{if}/E_N)^{2\lambda+1} \Gamma_N(\lambda). \quad (38)$$

Соотношение (38) представляет интерес для выявления наиболее сильных ожидаемых гиперядерных γ -переходов. Среди возбужденных дублетов также возможны изомерные состояния, например, в ${}^7\text{He}$ таким уровнем может быть уровень $5^{+}/2$, построенный на ядерном состоянии 2^{+} , 1 в ${}^6\text{He}$. Имеются и экспериментальные указания на существование изомерного уровня в этом гиперядре [119]. Изменение вероятностей γ -переходов второй группы дает возможность по формуле (38) определить ядерную радиационную ширину $\Gamma_N(\lambda)$ в присутствии Λ -гиперона. Такие сведения об электромагнитных свойствах ядерного остова представляют значительный интерес для теории структуры гиперядер, так как в отдельных случаях, как показывают расчеты в кластерной модели, радиационная ширина $\Gamma_N(\lambda)$ может сильно отличаться от соответствующей ширины $\Gamma_N(\lambda)$ для свободного ядра [53—55]. Расчеты гиперядерных радиационных ширин проводились также и в модели оболочек [74, 120]. Ожидаемые значения Γ_γ для ${}^A\text{H}$ (${}^A\text{He}$) можно найти в [121]. Какая-либо экспериментальная информация по гиперядерным радиационным ширинам пока отсутствует.

Гиперядерные γ -переходы и параметры остаточного ΛN -взаимодействия. За последние полтора-два десятилетия, по мере накопления экспериментальных сведений об энергии связи Λ -гиперона B_Λ и возбужденных уровнях гиперядер $1p$ -оболочки, предлагалось несколько вариантов парных и трехчастичных потенциальных параметров оболочечной модели [70—72, 122]. Ее первые версии, основанные на воспроизведении B_Λ , наряду с пятью независимыми параметрами \bar{V} , Δ , S_Λ , S_N и T , соответствующими парному взаимодействию (31), включали также дополнительные параметры — Q^* [71] или, позднее, Q_{00}^0 [72] — матричные элементы двухпionных трехчастичных ΛNN -сил. С оптимальным вариантом ($\Delta^+ S^+ Q_{00}^0$; $\chi^2 = 79$) параметров (в МэВ)

$$\bar{V} = 1,23, \quad \Delta = 0,15, \quad S_\Lambda = 0,57, \quad S_N = -0,21, \quad T = 0, \quad Q_{00}^0 = -0,14 \quad (39)$$

в работе [74] были предсказаны спектры и вероятности γ -переходов в гиперядрах $1p$ -оболочки от ${}^7\text{He}$ до ${}^6\text{O}$. Однако последующие эксперименты в БНЛ [37], в которых были зарегистрированы γ -линии от ${}^7\text{Li}$ и ${}^8\text{Be}$, не подтвердили предсказываемых теорией положений уровней $5^{+}/2$ в ${}^7\text{Li}$ и $(3^{+}/2, 5^{+}/2)$ в ${}^8\text{Be}$. Не подтвердились также и результаты оболочечного расчета спектров ${}^7\text{Li}$ и ${}^8\text{Be}$ [122], где в качестве параметров, подобранных методом наименьших квадратов

по B_{Λ}^* , использовались пять матричных элементов $\langle p_{j_1} s_{\Lambda} : J | V | \times \times p_{j_2} s_{\Lambda} : J \rangle$.

В [70—72] еще до эксперимента [37] сделаны весьма осторожные выводы относительно надежности извлечения параметров оболочечной модели по B_{Λ} (эксп.). Неудовлетворенность возникает из-за наличия нескольких решений, обеспечивающих минимум квадратичных отклонений B_{Λ} (теор.) от B_{Λ} (эксп.) Помимо критерия χ^2 их отбор производился с привлечением дополнительных условий, таких, как воспроизведение известных полных моментов ${}^8\text{Li}$ (1^-), ${}^{11}\text{B}_{\Lambda}$ ($5^+ / 2$), ${}^{12}\text{B}_{\Lambda}$ (1^-) [44], требование не слишком большого значения $\Delta = \Delta_s - \Delta_t$, задающей различие синглетного и триплетного взаимодействий, мотивированное анализом сечений Λp -рассеяния, и др. Кроме того, неудовлетворительная ситуация с определением параметров модели по B_{Λ} наводит на мысль о недостаточности использования в расчетах B_{Λ} простой оболочечной конфигурации $\{s^4 p^n \otimes s_{\Lambda} : \mathcal{Y}T\}$. Подключение в такого типа расчеты более сложных конфигураций представляется необходимым, если вспомнить, что B_{Λ} есть разность полных энергий ядра и гиперядра. Но такие расчеты нелегко осуществить из-за большого числа матричных элементов.

Для преодоления возникших трудностей с интерпретацией гиперядерных спектров в [38] был принят другой способ определения Δ , S_{Λ} , S_N и T без явного введения трехчастичных параметров. Параметр Δ оценивался с гауссовой формой ΛN -потенциала $V_{\sigma}(r)$ по известной энергии (≈ 1 МэВ) $M1$ γ -перехода $1^+ \rightarrow 0^+$ в ${}^4\text{H}$ (${}^4\text{He}$) [39, 41]. Значение S_{Λ} определялось по спин-орбитальному расщеплению одночастичного состояния Λ -гиперона в $1p$ -оболочке $\varepsilon_p(\Lambda) = \varepsilon_{p_{1/2}}(\Lambda) - \varepsilon_{p_{3/2}}(\Lambda) = (0,36 \pm 0,3)$ МэВ, найденному из различия энергий уровней $1^- / 2$ и $3^- / 2$ в ${}^{13}\text{C}$ [123], и экспериментальному ограничению на дублетное расщепление $\Delta E(3^+ / 2, 5^+ / 2) \leq 100$ кэВ уровней в ${}^9\text{Be}$ [37]. Два других параметра — S_N и T — выбирались исходя из свойств свободного гиперон-нуклонного взаимодействия [79]. В результате был предложен новый (стандартный) набор параметров:

$$\Delta = 0,5; S_{\Lambda} = -0,04; S_N = -0,08; T = 0,04, \quad (40)$$

неплохо описывающий энергию γ -перехода $5^+ / 2 \rightarrow 1^+ / 2$ в ${}^7\text{Li}$ с $E_{\gamma} = (2,034 \pm 0,023)$ МэВ [E_{γ} (теор.) = 2,24 МэВ], параметр смешивания в волновой функции ${}^8\text{Li}$ ($\mathcal{Y}^{\pi} = 1^-$) [124] и возможную γ -линию с $E_{\gamma} = (0,31 \pm 0,02)$ МэВ [E_{γ} (теор.) = 0,33 МэВ] в ${}^8\text{Li}$ [38, 39]. Отметим, что в этих расчетах использованы ядерные волновые функции Коэна — Курата с параметрами NN -взаимодействия, одинаковыми для ядер $1p$ -оболочки с $A = 6 \div 14$ [125]. Особый акцент в [38] сделан на необходимости экспериментальной проверки предсказываемых дублетных расщеплений в гиперядрах, зависящих в ос-

* В [122] использованы восемь значений B_{Λ} для гиперядер с массовыми числами $8 \leq A \leq 13$ (данные 1968 г.), тогда как в расчеты [72, 74] включены двенадцать B_{Λ} для $A = 5, 7 \leq A \leq 15$ (данные 1974 г.).

новном только от трех параметров — Δ , S_Λ и T . От параметра S_N зависит положение центра тяжести дублетов. Трехчастичные $\Lambda N N$ -силы могут влиять на эффективное значение S_N . Как уже отмечалось выше, в последних экспериментах в БНЛ [111, 115, 116] не были найдены ожидаемые на основе расчетов [38] γ -линии от дублетов основных состояний ${}^9_\Lambda\text{B}$ и ${}^{10}_\Lambda\text{O}$, что указывает на нереалистичность некоторых из параметров в наборе (40).

Поиск новых параметров оболочечной модели, позволяющих описать известные экспериментальные данные по γ -переходам в ${}^7_\Lambda\text{Li}$ и ${}^8_\Lambda\text{Be}$ совместно с малыми дублетными расщеплениями в ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ и ${}^{16}_\Lambda\text{O}$, предпринят в [126]. В отличие от предыдущих исследований [38, 71, 72, 122] параметры Δ , S_Λ , S_N и T не связывались со значениями B_Λ или с расщеплением уровней 0^+ и 1^+ в ${}^4_\Lambda\text{H}$ (${}^4_\Lambda\text{He}$) (способ оценки Δ в [38]), а полагались чисто феноменологическими и находились по экспериментальным данным об уровнях гиперядер:

(а) $E(2^-_1) - E(1^- \text{ (основное состояние)}) = E(2^-_1, 1^-) \leq 100$ кэВ для ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ и $\Delta E(1^-_1, 0^- \text{ (основное состояние)}) \leq 100$ кэВ для ${}^{16}_\Lambda\text{O}$;

(б) $\Delta E(3^+/2, 5^+/2) \leq 100$ кэВ для ${}^8_\Lambda\text{Be}$;

(в) $E(5^+/2) = (2,034 \pm 0,023)$ МэВ для ${}^7_\Lambda\text{Li}$

так, чтобы обеспечить известные из анализа слабых распадов полный момент и четность $\mathcal{Y}^\pi = 1^-$ для ${}^{12}_\Lambda\text{B}$. При этом оказалось, что спины основных состояний ${}^{14}_\Lambda\text{B}$ и ${}^8_\Lambda\text{Li}$ также воспроизводятся. Такой способ определения параметров и описания спектров гиперядер (ядер $1p$ -оболочки в рамках простой конфигурации $\{s^4 p^n \otimes s_\Lambda\}$ ($\{s^4 p^n\}$)) представляется более надежным, чем расчет одночастичных энергий Λ -гиперона (B_Λ), которые, как и энергии связи нуклонов, могут зависеть от многих факторов, например от примесей более сложных конфигураций, особенностей кластерной структуры гиперядра и др. На целесообразность выбора параметров ΛN -сил по спектрам гиперядер указывалось ранее в работах [73], где исследована зависимость энергий уровней от параметра Δ .

В результате анализа [126], который был выполнен с ядерными волновыми функциями Баркера ($6 \leq A \leq 9$) [127] и Коэна — Курата ($10 \leq A \leq 14$), с помощью соотношений вида (33) получен оптимальный набор параметров*:

$$\Delta = 0,3; \quad S_\Lambda = -0,02; \quad T = 0,02;$$

$$S_N = -0,35 \text{ для } {}^7_\Lambda\text{Li (вариант } SL); \tag{41}$$

$$S_N = -0,1 \text{ для } 7 < A \leq 16 \text{ (вариант } SG).$$

Увеличение $|S_N|$ по сравнению $S_{N\text{станд}}$ в (40) связывается в [126] с влиянием кластерной структуры ${}^7_\Lambda\text{Li}$. Вывод о необходимости уменьшения значения Δ по сравнению с $\Delta_{\text{станд}}$ подкрепляется

* С ядерными волновыми функциями Коэна — Курата для ${}^7_\Lambda\text{Li}$ получается значение $S_N = -0,2$, которое отличается от $S_{N\text{станд}}$ в (40), принятого исходя из оценки [38] $-0,17 \leq S_N \leq -0,043$ по свободному ΛN -взаимодействию в модели D ниджменгенской группы [79].

результатом работы [128], в которой подчеркивалось, что только часть (2/3) дублетного расщепления $\Delta E_{\text{орсп}}(1^+, 0^+) \simeq 1$ МэВ в ${}^4\text{H}$ (${}^4\text{He}$) можно объяснить вкладом двухчастичного ΛN -взаимодействия $V_{\sigma}(r) S_N S_{\Lambda}$, недостающая же доля расщепления связана с влиянием Σ -канала, который можно учесть введением дисперсивных трехчастичных ΛNN -сил, зависящих от спина Λ -гиперона. На недостаточность введения только спин-зависимого ΛN -взаимодействия для объяснения положения уровня 1^+ в гиперядрах с $A = 4$ указывалось также в [95], где учитывались многочастичные аспекты описания этих гиперядер.

Большой интерес представляет дальнейшая экспериментальная проверка спектров гиперядер, предсказываемых оболочечной моделью с новым набором параметров (41).

5. ОБЩИЕ ЧЕРТЫ ГИПЕРЯДЕРНЫХ СПЕКТРОВ И ИХ ВОЗБУЖДЕНИЕ В РЕАКЦИЯХ БЕЗ ПЕРЕВОРОТА И С ПЕРЕВОРОТОМ СПИНА

В гиперядрах $1p$ -оболочки, вообще говоря, ожидается много (несколько сот) состояний с конфигурацией $(p^{-1}s_{\Lambda})$, которые описываются волновыми функциями (26). Среди них имеется несколько десятков подпороговых (связанных) уровней, которые должны распадаться с излучением γ -квантов.

Общие черты гиперядерных спектров и интенсивностей их возбуждения, если не претендовать на прецизионное описание положения уровней (допуская погрешность порядка 100—200 кэВ), не очень критичны к изменению обсуждавшихся выше потенциальных параметров [наборы (40) или (41)]. Имея это в виду, мы дадим здесь лишь предварительные рекомендации по постановке новых экспериментов по γ -спектроскопии гиперядер. Более детальное обсуждение систематики спектров вынесено в разд. 6.

На рис. 3, *a*, *b* показаны полосы спектров гиперядер от ${}^7\text{Li}$ до ${}^{16}\text{O}$, вычисленные с параметрами (40) путем диагонализации энергетических матриц до энергий возбуждения около 17 МэВ. Рядом с символами гиперядер в скобках приведены полные числа гиперядерных состояний с конфигурацией $\{s^4 p^n \otimes s_{\Lambda} : \mathcal{J}T\}$. Против символов ядер-остовов (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и т. д.) приведены ядерные спектры, относящиеся к конфигурации $\{s^4 p^n : \mathcal{J}T\}$. Уровни гиперядер (ядер) с большим, чем у основного состояния изоспином ($T = 3/2$ или $T = 1$), отмечены жирными точками. Расчеты сделаны с ядерными волновыми функциями Коэна — Курата [125]. По возможности значения энергии ядер брали из эксперимента [82]. Для полноты картины ядерные спектры дополнены состояниями (точечные линии), которые описываются другими, более сложными конфигурациями (intruder states). Сформированные на них гиперядерные уровни не играют заметной роли в одночастичных реакциях образования гиперядер [74]. Стрелками показаны пороговые энергии испускания протона, дейтрона, α -частицы и Λ -гиперона. Из сопоставления ядерных и гиперядер-

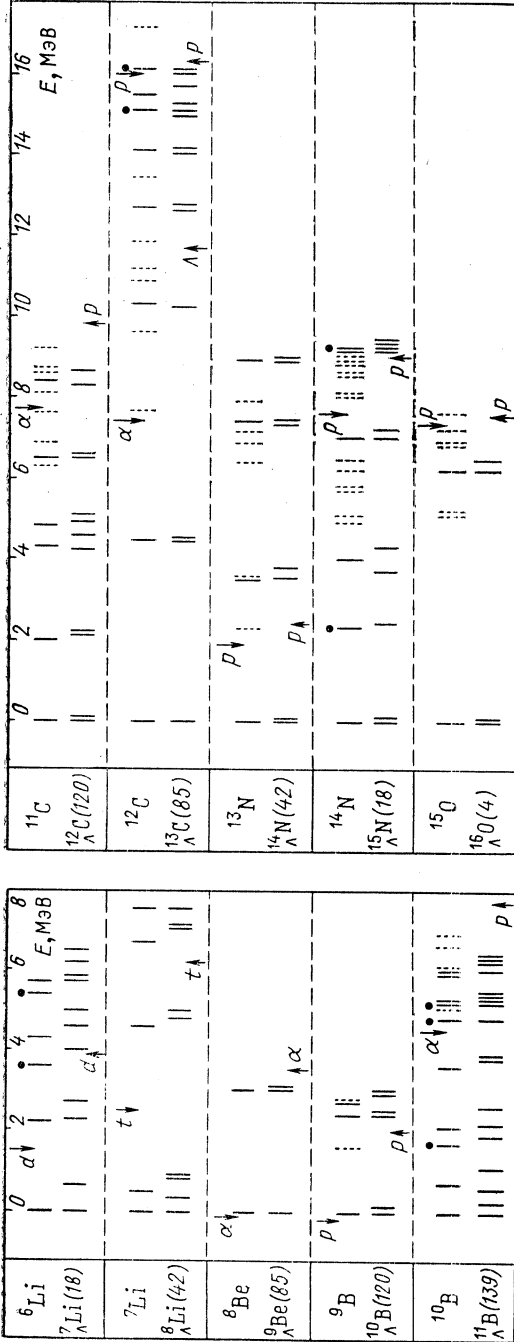


Рис. 3. Уровни ядер и гиперядер 1p-оболочки и пороги стабильности для ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$ — ${}^{10}\text{B}$; ${}^{11}\text{B}$ (a) и ${}^{11}\text{C}$, ${}^{12}\text{C}$ — ${}^{15}\text{O}$, ${}^{14}\text{O}$ (б)

ных спектров с порогами стабильности видно, что добавление к ядру Λ -гиперона в $0s$ -состоянии повышает стабильность системы. Вследствие более высоких порогов в гиперядрах $1p$ -оболочки имеется больше связанных уровней, чем в соответствующих ядрах. Некоторые из них могут оказаться изомерными, большинство же возбужденных уровней должно распадаться с излучением γ -квантов. В отдельных случаях возможно γ -девозбуждение гиперядерных состояний, расположенных в непрерывном спектре, если сильный канал распада запрещен правилом отбора по изоспину (пример уровней ${}^1_2\text{C}$ при $E = 15 \div 16$ МэВ [43, 83]). Идентификация и измерение энергий гиперядерных γ -линий является одним из прямых способов проверки моделей гиперядер.

Ядерные реакции (K^- , π^-) [2], (K^- , $\pi^- \gamma$) [37, 111, 115, 116] и недавно освоенные процессы (π^+ , K^+) [21] с успехом применяются в гиперядерной спектроскопии в широком диапазоне массовых чисел. Установлено, что они реализуются за счет одночастичного механизма, когда один из $1p$ -нейтронов, для рассматриваемых здесь конфигураций ядер и гиперядер, в результате реакций $K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda$ или $\pi^+ n \rightarrow K^+ \Lambda$ превращается в Λ -гиперон в $0s$ -оболочке. При этом происходит передача углового момента $\Delta L = 1$, причем переход ядро \rightarrow гиперядро возможен как без переворота спина (не спин — флипковые переходы — НСФ), так и с переворотом спина (спин — флипковые переходы — СФ). Эти два типа реакций (СФ — процессы образования гиперядер еще не изучались), как правило, должны приводить к различным интенсивностям возбуждения отдельных компонент гиперядерных дублетов.

Для того чтобы дать некоторые предварительные рекомендации относительно дальнейших экспериментов по поиску новых гиперядерных γ -квантов, на рис. 4, а, б вместе со спектрами и квантовыми числами связанных гиперядерных уровней приводятся в относительных единицах интенсивности их возбуждения, точнее, эффективные числа нейтронов ($N_{\text{эф}}^n$) для реакций без переворота спина (вертикальные линии над спектром) и с переворотом спина (линии под спектром). Результаты расчетов, представленные на рис. 4 а, б, получены с набором параметров (SG), который согласован методом, описанным в следующем разделе с имеющимися данными об уровнях гиперядер $1p$ -оболочки. Как известно, в (K^- , π^-)-реакциях при импульсах каонов менее 1 ГэВ/с в широком интервале углов вылета пионов доминируют НСФ-переходы [2], СФ-переходы дают заметный вклад в (π^+ , K^+)-реакции для углов вылета K^+ -мезонов $\theta_k \geq 10 \div 15^\circ$ [50]. Подходящими реакциями для исследования СФ-возбуждений могут оказаться процессы (γ , K^+) или (e , e' K^+) [107, 129], которые реализуются на протонах ядра-мишени, но экспериментально они еще не изучались. Из рис. 4, а, б видно (очень малые значения $N_{\text{эф}}^n$ не показаны), что отдельные компоненты дублетов по-разному возбуждаются в зависимости от типа перехода. Существуют, конечно,

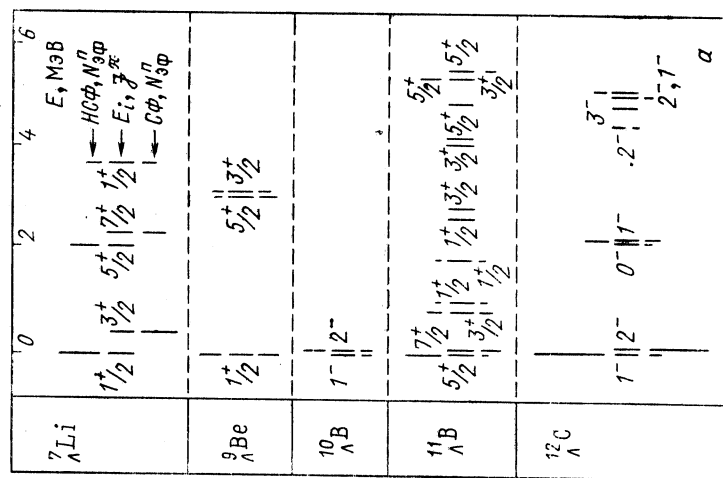
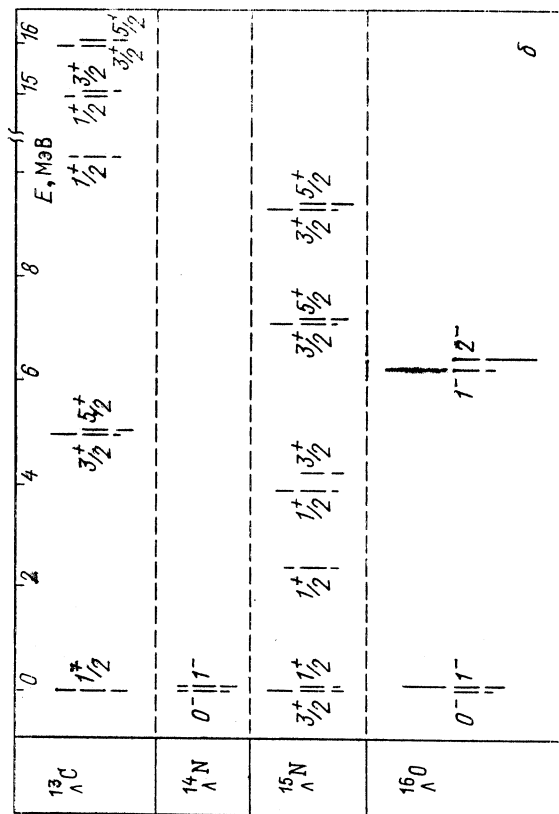


Рис. 4. Уровни гиперядер ниже порогов стабильности и эффективные числа нейтронов ($N_{\text{эф}}^n$) в реакциях с порогом спина (СФ) и без порога спина (НСФ) для ^7Li — ^{12}C (а) и ^{13}C — ^{16}O (б). Показаны также состояния ^{13}C в непрерывном спектре при 15—16 МэВ, Λ - и α -распад которых запрещен правилом отбора по изоспину Λ .

и другие способы заселения гиперядерных состояний, например во вторичных процессах — при нуклонном или кластерном распадах исходного гиперядерного резонанса [43, 130]. Функции возбуждения гиперядерных состояний, изображенные на рис. 4, а, б, слабо зависят от дублетных расщеплений, т. е. от рассматриваемых в данной работе значений потенциальных параметров оболочечной модели Δ , S_{Δ} , S_N и T .

Пользуясь рис. 4, а, б, можно сделать ряд замечаний относительно возможностей γ -спектроскопии гиперядер в реакциях (K^- , $\pi^- \gamma$ и π^+ , $K^+ \gamma$). В работах [111, 115, 116] не удалось обнаружить γ -линии от дублетов основных состояний ($2_1^-, 1^-$) в ${}^8_{\Lambda}\text{B}$ и ($1_1^-, 0^-$) в ${}^6_{\Lambda}\text{O}$ вследствие малости соответствующих расщеплений — $\Delta E \leq 80 \div \div 100$ кэВ. Вполне возможно, что верхние компоненты дублетов в этих гиперядрах являются изомерными состояниями и их γ -девозбуждение сильно подавлено. Хотя γ -кванты от возбужденного дублета ($3^{+}/2, 5^{+}/2$) в ${}^8_{\Lambda}\text{Be}$ уже зарегистрированы [37], для этого гиперядра можно ставить задачу по разрешению близких γ -линий в переходах ($3^{+}/2, 5^{+}/2$) \rightarrow $1^{+}/2$. В гиперядрах ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ и ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$ дублетные расщепления оказываются малыми — $\Delta E(2_1^-, 1^-) \simeq 80$ кэВ, $\Delta E(1^-, 0^-) \approx \approx 10$ кэВ, и поэтому соответствующие уровни ожидаются изомерными. Поиск γ -линий от возбужденного дублета ($0^-, 1_2^-$) ($E \simeq 2$ МэВ) в ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ осложняется тем, что большая часть интенсивности возбуждения ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ концентрируется на дублете основного состояния ($2_1^-, 1^-$). Представленные на рис. 4, а, б значения $M_{\text{эф}}^n$ вычислены в пределе слабой связи. В случае ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ включение ΛN -взаимодействия только усиливает доминантность возбуждения дублета ($2_1^-, 1^-$). В ${}^8_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$ число связанных уровней довольно велико (около десятка), но из-за того, что их заселение существенно фрагментировано, однозначная идентификация γ -линий может оказаться сложной задачей. Практический интерес представляют поиски новых γ -переходов в ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ от девозбуждения верхнего уровня $3^{+}/2$ -дублета основного состояния и более высоких уровней и γ -переходов от возбужденных дублетов с энергиями около 4,5 МэВ, 15—16 МэВ в ${}^{18}_{\Lambda}\text{C}$ и 6,2—6,4 МэВ в ${}^6_{\Lambda}\text{O}$.

6. СПЕКТРОСКОПИЯ ГИПЕРЯДЕР 1р-ОБОЛОЧКИ

Располагая новым ориентировочным вариантом потенциальных параметров (41), вернемся снова, но уже на более детальном уровне, к затронутой в разд. 4 проблеме низколежащих гиперядерных спектров, интенсивностей их возбуждения в различных реакциях (НСФ и СФ), γ -переходов в гиперядрах, и попутно приведем зависимости энергий отдельных гиперядерных уровней от параметров, наиболее интересных, с нашей точки зрения, для γ -спектроскопии гиперядер 1р-оболочки.

Энергетические спектры гиперядер, интенсивности возбуждения уровней и γ -переходы. Энергии уровней гиперядер 1р-оболочки

(A_Z , $7 \leq A \leq 16$) ниже и в районе порога стабильности ($E_{\text{стаб}}$), а также эффективные числа нуклонов $N_{\text{эф}}^{n(p)}$ представлены в табл. 1—5. В первом столбце приведены символы гиперядер, во втором — низжайшие пороги (n — нейтронный, p — протонный, d — дейтронный, t — тритонный, α — частичный или Λ -гиперонный) развала гиперядра и их энергии. В третьем столбце указаны энергии (E_N) и квантовые числа (J_N, T_N) уровней ядерного остова. В четвертом столбце даны $N_{\text{эф}}^{n(p)}$, рассчитанные как для переходов с переворотом спина (СФ), так и без переворота спина (НСФ), в пределе слабой связи. Эффективные числа слабо зависят от выбора варианта ΛN -взаимодействия и определяются в основном спектроскопическими факторами ядра-мишени [58]. В последующих столбцах приводятся энергии уровней гиперядер, вычисленные с наборами параметров, приведенными в табл. 6. Расчет со стандартным набором ST проводился с ядерными волновыми функциями Коэна — Курата. Наборы SG и SL использовались в расчетах спектров гиперядер с $11 \leq A \leq 15$ с ядерными волновыми функциями Коэна — Курата, а спектры гиперядер с $7 \leq A \leq 10$ с этими наборами вычислялись с ядерными волновыми функциями Баркера.

В последних столбцах табл. 1—3 приводятся результаты, полученные с центральными ΛN -потенциалами в модели оболочек (KCA [120] и IMB [131]) и в кластерной модели для ${}^7_\Lambda\text{Li}$ ($\alpha d \Lambda$), ${}^8_\Lambda\text{Li}$ ($\alpha t \Lambda$) и ${}^9_\Lambda\text{Be}$ ($\alpha \alpha \Lambda$) (WBT [87]).

В [120] использованы ядерные волновые функции в промежуточной связи [132], вычисление матричного элемента Δ проводилось с ΛN -потенциалом в виде суммы двух гауссовых функций, интенсивность которого была подобрана по энергии уровня $3^{+}/2$ (0,79 МэВ) в ${}^7_\Lambda\text{Li}$ [110], не подтвержденной в последующих экспериментах. При этом учитывались изменения в значениях Δ , обусловленные различиями энергий связи Λ -гиперона и ядерной плотности. В отличие от [120] в расчетах [131] использованы ядерные волновые функции Коэна — Курата, а параметр Δ вычислялся с осциллирующими функциями (параметр осциллятора $r_{0N(\Lambda)} = \sqrt{\hbar/M_{N(\Lambda)}\omega}$ и $\hbar\omega = 41,0/A^{1/3}$) и ΛN -потенциалом YNG [потенциал YNG получен в [4] методом Бракнера исходя из свободного ΛN -взаимодействия ниджмегенской группы — модель D [79] и скорректирован по дублетному расщеплению уровней 1^{+} и 0^{+} в ${}^4_\Lambda\text{H}$ (${}^4_\Lambda\text{He}$)].

Расчеты в кластерной модели выполнены с двумя вариантами ΛN -потенциала — YNG и ORG [гауссов потенциал со спиновой зависимостью $V(r) (1 + \eta \sigma_{\Lambda} \sigma_N)$], значения $\eta = -0,1$ выбраны из описания гиперядерных резонансов в (K^{-}, π^{-})-реакциях с Λ -гипероном в $1p$ -состоянии [133]. Варианты L и S соответствуют дальнему и короткодействующему (обычному) спин-орбитальному ($\alpha - d$)-взаимодействию.

Особый интерес для эксперимента в этой систематике уровней представляют гиперядерные состояния, которые могут сильно воз-

Таблица 1. Спектр уровней гиперядер ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^8_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$, нижайшие пороги развала и эффективные числа нейтронов ($N_{\text{эф}}^n$). Для ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ в скобках приведен результат, полученный с набором SG (10, 16)

A_Z ${}_{\Lambda}$	$E_{\text{стаб}}$, МэВ	E_N , МэВ	$J_{N^T N}$	$N_{\text{эф}}^n$, %		J	SG	SL	ST	KCA [120]	WBT [87]		
				НСФ	СФ						S, YNG	L, YNG	L, ORG
		0	1 0	39 1	5 35	1/2 3/2	0 0,44	0 0,44	0 0,61	0 0,79	0 1,33	0 1,33	0 1,1
${}^7_{\Lambda}\text{Li}$	3,93 (d)	2,19	3 0	30 23	7 23	5/2 7/2	2,03 2,30	2,07 2,29	2,24 2,68	2,38 3,01	1,83 3,1	2,14 3,34	1,99 2,92
		3,56	0 1	14	14	1/2	3,64	3,64	3,96	4,09	—	—	—
		0	3/2 1/2			1 2	0 0,3	0 0,24	0 0,33	0 0,46	— —	0 0,83	0 0,66
${}^8_{\Lambda}\text{Li}$	6,15 (t)	0,48	1/2 1/2			0 1	0,8 0,82	0,84 0,94	0,81 0,86	{ 1,13 0,65	— —	1,43 1,29	1,36 1,22
		0	0 0	18	18	1/2	0	0	0	0	—	0	0
${}^9_{\Lambda}\text{Be}$	3,50 (α)	2,94	2 0	9 16	17 8	5/2 3/2	3,05 3,11	3,03 3,10	2,90 3,01	{ 2,95 2,93	— —	3,12	3,06
${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$	2,00 (p)	0	3/2 1/2	18	9 9	1 2	0 0,4 (0,08)	0 0,06	0 0,17	0 0,24	0 0,16 IMB [431]	— —	— —

Таблица 2. Спектр уровней гиперядер ^{11}B , ^{12}C , ^{13}C , Δ , Λ , Σ , нижайшие пороги развала и эффективные числа нейтронов $N_{\text{эф}}^n$

AZ Λ	$E_{\text{стаб}}$, МэВ	$E_{N^{\text{эф}}}$, МэВ	$J_{N^{\text{эф}}}$	$N_{\text{эф}}^n$, % $\frac{HC\Phi}{C\Phi}$	J	E , МэВ									
						SG	SL	ST	KCA	IMB [131]					
^{11}B Λ	7,71 (p)	0	3	0	29	7	5/2	0	0	0	0	0	0	0	0
		0,72	1	0	13	41	3/2	0,16	0,08	0,25	0,5	0,26	0,96	0,75	
		5,16	2	1	18	4	3/2	0,83	1,02	4,12	0,97	—	—	—	
			1	15	5/2	5,34	1,09	—	—	—	—	—	—	—	
^{12}C Λ	9,8 (p)	0	3/2	1/2	71	12	1	0	0	0	0	0	0	0	0,14
		2,00	1/2	1/2	19	6	0	2,14	2,26	2,12	2,33	1,83	—	—	
		4,80	3/2	1/2	8	1	2	2,15	2,40	2,19	2,17	1,75	—	—	
			1	1	1	5,04	4,96	5,25	5,39	4,94	5,24	4,91	4,90	—	
^{13}C Λ	11,69 (Λ)	0	0	0	12	12	1/2	0	0	0	0	0	0	0	0
		4,44	2	0	23	5	3/2	4,51	4,68	4,49	4,42	4,60	—	—	
		10,3	0	0	4	4	4/2	4,51	4,72	4,50	4,46	—	—	—	
			1	1	12	1	1/2	10,31	10,42	10,25	12,21	—	—	—	
15,11	1	1	1	41	3/2	15,02	15,14	14,96	15,11	15,11	—	—			
	2	1	20	16	3/2	15,15	15,14	15,15	15,11	15,11	—	—			
16,11	2	1	4	4	3/2	16,03	15,97	15,99	16,11	16,11	16,13	16,51	—		
	5/2	5/2	16,11	16,10	16,13	16,13	16,13	16,13	16,13	16,13	16,13	16,13	16,13		

Таблица 3. Спектр уровней гиперядер ${}^{14}\text{N}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ и эффективные числа нейтронов $N_{\text{эф}}^n$ для ${}^{16}\text{O}$ в скобках приведен результат, полученный с набором SG (10, 16)

A_Z Λ	$E_{\text{стаб}}$, МэВ	E_N , МэВ	$J_{N}^{\pi} T_N$	$N_{\text{эф}}^n$, %		J	SG	SL	ST	KCA	IMB	
				НСФ	СФ							
${}^{14}\text{N}$ Λ	2,42 (p)	0	1/2	1/2	6	3	0	0	0	{ 0,43	0,08	
					8	11	1	0,012	0,16	0,051	{ 0	0
${}^{15}\text{N}$ Λ	8,97 (p)	0	1	0	23	15	3/2	0	0,18	0	{ 0,31	0
					1	9	1/2	0,04	0	0,014	{ 0	0,63
		2,32	0	1	7	7	1/2	2,38	2,58	2,37	2,54	2,68
		3,95	1	0	12	3	1/2	3,89	4,42	3,72	3,98	3,75
				9	9	3/2	4,24	4,71	4,29	4,58	4,35	
		7,03	2	0	21	4	3/2	7,10	7,53	7,03	7,21	
					17	17	5/2	7,22	7,71	7,18	7,31	7,29
		9,17	2	1	20	4	3/2	9,3	9,75	9,25	9,16	
					16	16	5/2	9,36	9,87	9,36	9,56	9,80
${}^{16}\text{O}$ Λ	~7,5 (p)	0	1/2	1/2	33	11	0	0	0	—	—	
						22	22	1	0,02 (0,09)	0,18	0,084	—
		6,18	3/2	1/2	67	11	1	6,27	6,77	6,26	—	
					56	56	2	6,41	6,88	6,46	—	

Таблица 4. Спектр уровней гиперядер ${}^7_{\Lambda}\text{He}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{11}_{\Lambda}\text{Be}$ и эффективные числа протонов $N_{\text{эф}}^p$

${}^A_{\Lambda}Z$	$E_{\text{стаб.}}$ МэВ	E_N МэВ	J_{NTN}	$N_{\text{эф}}^p$, %		J	SL	ST
				НСФ	СФ		E , МэВ	
${}^7_{\Lambda}\text{He}$	2,84 (n)	0	0 1	56	56	1/2	0	0
		1,80	2 1	3 30	16 17	3/2 5/2	1,80 1,81	1,77 1,82
${}^9_{\Lambda}\text{Li}$	3,76 (n)	0	2 1	50	10 40	3/2 5/2	0 0,28	0 0,52
		0,98	1 1	22	10 12	1/2 3/2	1,27 1,25	1,25 1,35
		2,25	3 1	18	4 14	5/2 7/2	2,27 2,47	— —
${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$	4,07 (n)	0	3/2 1/2	18	9 9	1 2	0 0,06	0 0,17
		2,49	5/2 1/2	4 14	9 9	2 3	2,50 2,59	2,38 2,54
${}^{11}_{\Lambda}\text{Be}$	~ 7,9 (n)	0	0 1	13	13	1/2	0	0
		3,60	2 1	48 3	11 40	3/2 5/2	3,49 3,51	3,0 3,44

буждаться ($N_{\text{эф}} = W \geq 10 \div 15\%$) в НСФ- и СФ- типах реакций и затем в последующих γ -переходах излучать γ -кванты. Напомним, что здесь имеются в виду НСФ-реакции (K^- , π^-), (π^+ , K^+) (${}^A_{\Lambda}Z$ в табл. 1—3) и (K^- , π^0) (${}^A_{\Lambda}Z$ в табл. 4—5) при малых углах вылета π^0 - и K^+ -мезонов и СФ-реакции (π^+ , K^+) при $\theta_k \geq 10^\circ$ и (γ , K^0) (${}^A_{\Lambda}Z$ в табл. 1—3) и (γ , K^+) (${}^A_{\Lambda}Z$ в табл. 4—5).

Среди дублетов основных состояний только состояния

${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ (3^+2_1 ; 440 кэВ, $W = 35\%$, СФ),

${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$ (7^+2 ; 120—160 кэВ, $W = 22\%$, СФ) (вариант SG табл.1—2);

${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ (5^+2 ; 280 кэВ, $W = 40\%$, СФ) (табл. 4);

${}^{13}_{\Lambda}\text{B}$ (3^+2 ; 130 кэВ, $W = 25\%$, СФ) (табл. 5)

могут дать γ -кванты соответствующих энергий. Возможно также γ -девозбуждение 2^-_1 -уровня в ${}^8_{\Lambda}\text{Li}$ (300 кэВ), но это гиперядро может образовываться лишь в результате барионных распадов гипер-

Таблица 5. Спектр уровней гиперядер ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{14}_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{15}_{\Lambda}\text{C}$ и ${}^{16}_{\Lambda}\text{N}$ и эффективные числа протонов $N_{\text{эф}}^p$

${}^A_{\Lambda}Z$	$E_{\text{стаб}}, \text{МэВ}$	$E_N, \text{МэВ}$	$J_N T_N$	$N_{\text{эф}}^p, \%$		J	SG	ST
				НСФ	СФ			
							E, МэВ	
${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$	11,37 (Λ)	0	3/2 1/2	71	12 59	1 2	0 0,06	0 0,09
		2,12	1/2 1/2	19	6 13	0 1	2,26 2,27	2,24 2,31
${}^{13}_{\Lambda}\text{B}$	$\sim 3,7$ (n)	0	1 1	25 5	5 25	1/2 3/2	0 0,13	0 0,19
		0,95	2 1	50	10 40	3/2 5/2	0,96 1,05	1,04 1,17
${}^{14}_{\Lambda}\text{C}$	5,43 (n)	0	1/2 1/2	6 8	3 11	0 1	0 0,012	0 0,05
${}^{15}_{\Lambda}\text{C}$	$\sim 8,9$ (n)	0	0 1	17	17	1/2	0	0
		7,01	2 1	48	10 38	3/2 5/2	6,92 6,98	6,92
${}^{16}_{\Lambda}\text{N}$	~ 11 (n)	0	1/2 1/2	33	11 22	0 1	0 0,02	0 0,08
		6,32	3/2 1/2	67	11 56	1 2	6,41 6,55	6,4 6,6

 Таблица 6. Параметры ΛN -взаимодействия, использованные для расчетов схем уровней гиперядер

Вариант взаимодействия	Δ	S_{Λ}	S_N	T
SG [126]	0,3	-0,02	-0,1 (-0,35 для ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$)	0,02
SL [126]	0,3	-0,02	-0,35	0,04
ST [38]	0,5	-0,04	-0,08	0,04
SG (10, 16)* [126]	0,3	-0,025	-0,1	0,03

 * Варианты, альтернативные SG, для гиперядер ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$.

ядерных резонансов. Верхние компоненты других дублетов являются изомерными состояниями и должны распадаться за счет слабого взаимодействия по мезонным и безмезонным каналам. Не ожидается каких-либо γ -линий и от самых легких гиперядер $1p$ -оболочки с $A = 6$ — гиперядро ${}^6\text{Li}$ нестабильно по отношению к распаду по каналу $p + {}^5\text{He}$ и, хотя дублетное расщепление ($2_1^-, 1^-$) в ${}^6\text{He}$ получается меньше пороговой энергии канала $n + {}^5\text{He}$ ($0,24 \pm \pm 0,10$ МэВ), сильно возбуждающийся в СФ-реакциях ($W = 50\%$) уровень 2_1^- оказывается изомерным.

Значительно больше γ -линий в гиперядрах $1p$ -оболочки ожидается от подпороговых гиперядерных состояний, сформированных на возбужденных ядерных уровнях. Исключение составляет уровень $5^{+}/2$ (1,81 МэВ, $W = 30\%$, НСФ; $W = 17\%$, СФ) в ${}^7\text{He}$. Из-за наличия двух нейтронов в $1p$ -оболочке скорость $E2$ -перехода $5^{+}/2 \rightarrow 1^{+}/2$ в этом гиперядре много меньше скорости слабого распада Λ -гиперона ($\tau_{\Lambda}^{-1} \simeq 4 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$). Скорость же $M1$ -перехода $5^{+}/2 \rightarrow 3^{+}/2$, вследствие близости энергий этих уровней $\approx 1,2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, также существенно меньше τ_{Λ}^{-1} , т. е. уровень $5^{+}/2$ должен быть изомерным. На существование в ${}^7\text{He}$ изомерного состояния указывают эмульсионные данные — для этого гиперядра наблюдается необычно широкое распределение энергии связи Λ -гиперона [134]. В СФ-реакции (γ, K^+) на ${}^7\text{Li}$ возможно наблюдение $M1\gamma$ -перехода $3^{+}/2$ (1,8 МэВ, $W = 16\%$, СФ) $\rightarrow 1^{+}/2$ (основное состояние). В теоретическом плане электромагнитные переходы в ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{He}$ при различных предположениях об энергиях уровней подробно обсуждались в [135].

В принятой здесь схеме уровней ${}^7\text{Li}$, кроме уже обнаруженного в ($K^-, \pi^-\gamma$)-реакции γ -перехода $5^{+}/2$ (2,07 МэВ, $W = 30\%$, НСФ) $\xrightarrow{E2} 1^{+}/2$ (основное состояние)*, ожидаются γ -линии в СФ-реакциях ($\pi^+, K^+\gamma$) или ($\gamma, K\gamma'$) с энергиями $E_{\gamma} = 1,86$ МэВ и $E_{\gamma} = 0,44$ МэВ в последовательных γ -переходах $7^{+}/2$ (2,30 МэВ, $W = 23\%$, СФ) $\xrightarrow{E2} 3^{+}/2_1 \xrightarrow{M1} 1^{+}/2$ (основное состояние). Переход $7^{+}/2 \xrightarrow{E4, M3} 1^{+}/2$ (основное состояние) подавлен вследствие более высокой мультипольности γ -излучения. Уровень ($1^{+}/2, 1; 3,64$ МэВ) в ${}^7\text{Li}$ в наших расчетах получается связанным. Он возбуждается в СФ- и НСФ-реакциях с одинаковыми вероятностями около 14% . При девозбуждении ($1^{+}/2, 1$)-состояния доминируют γ -переходы ($1^{+}/2, 1 \xrightarrow{M1} (3^{+}/2, 0)$ и ($1^{+}/2, 1 \xrightarrow{M1} (1^{+}/2, 0)$ [с испусканием γ -квантов с энергиями примерно 3,2 и 3,64 МэВ. Можно предположить, что эти γ -линии не были замечены в эксперименте [37] вследствие небольшой интенсивности возбуждения уровня ($1^{+}/2, 1$) и пониженной чувствительности регистрирующей аппаратуры в этой

* Конкурирующий γ -переход $5^{+}/2 \rightarrow 3^{+}/2$ с $E_{\gamma} = 1,63$ МэВ не наблюдался из-за малого отношения вероятностей переходов $W_{\gamma} (5^{+}/2 \xrightarrow{E2} 3^{+}/2) / W_{\gamma} (5^{+}/2 \xrightarrow{E2} 1^{+}/2) = 0,14$.

области γ -спектров. Отметим, что прямое обнаружение γ -перехода $3^{+}/2_1$ (0,44 МэВ) \rightarrow $1^{+}/2$ (основное состояние) в ${}^7\text{Li}$ представляет большой интерес для подтверждения надежности идентификации вторичного гиперядерного γ -кванта при распаде ${}^8\text{B}^* \rightarrow {}^3\text{He} + {}^7\text{Li}^*$ [111, 112].

В гиперядре ${}^8\text{B}$ интенсивности разных типов возбуждения (НСФ, СФ) с $W \simeq 10 \div 20$ % распределены по парам уровней — $3^{+}/2_1$ (0,83 МэВ, $W = 13$ %), $3^{+}/2_2$ (5,3 МэВ, $W = 18$ %) (НСФ) и $3^{+}/2_1$ (0,83 МэВ, $W = 11$ %), $5^{+}/2_2$ (5,32 МэВ, $W = 15$ %) (СФ). Поэтому наряду с γ -линиями небольших энергий — 0,75, 0,83 МэВ и γ -квантами максимальной энергии 5,3 МэВ возможен ряд каскадных γ -переходов, что может усложнить их идентификацию.

Расчетная интенсивность возбуждения дублета ($5^{+}/2$, СФ; $3^{+}/2$, НСФ) в ${}^8\text{C}$ составляет 20 %. Поскольку она сравнима с интенсивностью возбуждения дублета ($3^{+}/2$, $5^{+}/2$) в ${}^8\text{Be}$, γ -линия от которого уже обнаружена в (K^- , π^-)-реакции, то можно надеяться зарегистрировать и γ -линию в ${}^8\text{C}$ с $E_\gamma \simeq 4,5$ МэВ.

Большой интерес для проверки «чистоты» изоспина в гиперядрах представляет поиск γ -квантов в ${}^8\text{C}$ с $E_\gamma = 15 \div 16$ МэВ от девозбуждения дублетов с изоспином $T = 1$:

($3^{+}/2_2$, 15,15 МэВ, $W = 11$ %, СФ; $1^{+}/2_3$, 15,02 МэВ, $W = 12$ %, НСФ);

($5^{+}/2_2$, 16,11 МэВ, $W = 16$ %, СФ; $3^{+}/2_3$, 16,03 МэВ, $W = 20$ %, НСФ),

сформированных на состояниях ${}^{12}\text{C}$ 1^+ , 1 (15,11 МэВ) и 2^+ , 1 (16,11 МэВ) и расположенных значительно выше порогов каналов $\Lambda + {}^{12}\text{C}$ ($\approx 11,69$ МэВ) и $\alpha + {}^8\text{Be}$ ($\approx 12,35$ МэВ), но вблизи порога протонного канала распада $p + {}^8\text{B}$ ($\approx 16,08 \div 16,44$ МэВ) [30, 45]. Отношение радиационных и барионных вероятностей распада для уровня ($1^{+}/2_3$, 1) ${}^8\text{C}$ оценивалось в [136].

В ${}^8\text{N}$ не ожидается выхода первичных γ -квантов, поскольку в этом гиперядре преобладают возбуждения в непрерывном спектре. Вторичные γ -кванты ожидаются от гиперядра ${}^8\text{C}$ (4,4 МэВ), которое образуется при протонном распаде ${}^8\text{N}$ с $E \geq 7$ МэВ [43]. Из-за высокого порога стабильности и сильной фрагментации возбуждений в области энергий до ≈ 9 МэВ в ${}^8\text{N}$, так же как и в ${}^8\text{B}$ возможно излучение целой серии γ -квантов, особенно при γ -девозбуждении дублета ($5^{+}/2_1$, $3^{+}/2_3$) ($W = 21$ %), расположенного в районе 7 МэВ.

Для ${}^8\text{O}$ характерны большие вероятности возбуждения дублета (1_2^- , 6,27 МэВ, $W = 67$ %, НСФ; 2_1^- , 6,41 МэВ, $W = 56$ %, СФ). Уровень 2_1^- должен преимущественно распадаться за счет $M1$ γ -перехода на изомерное состояние 1_1^- . Отношение вероятностей $W_\gamma(1_2^- \rightarrow 1_1^-)/W_\gamma(1_2^- \rightarrow 0^-)$ равно 2,8. В область энергий (5 МэВ) между дублетами (1^- , 0^-) и (2^- , 1^-) попадают уровни ${}^8\text{O}$ положительной четности — 0^+1^+ , 2^+ и 3^+ , сформированные на состояниях ${}^{15}\text{O}$ — $1^{+}/2$ (5,18 МэВ), $5^{+}/2$ (5,24 МэВ) (intruder states) [82]. Однако из-за того, что вероятность γ -девозбуждения уровня $3^{-}/2$ (6,18 МэВ)

на $1^{-}/2$ В ^{15}N (^{15}O) составляет $\approx 99\%$, то состояния 0^+ , 1^+ , 2^+ в ^{16}O (^{16}N) практически не участвуют в γ -переходах между дублетными состояниями отрицательной четности в этих гиперядрах. Однако, как отмечалось в [74], вследствие примесей ($2h - 2p$)-конфигураций в ядре-мишени ^{16}O такие состояния могут непосредственно возбуждаться в (K^- , π^-) и других реакциях. Наблюдение γ -квантов в ^{16}O (^{16}N) с $E_\gamma \approx 5$ МэВ указывало бы на реализацию таких процессов.

В табл. 4—5 показаны спектры в $N_{\text{эф}}^n$ для гиперядерных состояний, которые могут образовываться в однонуклонных реакциях (K^- , π^0) или (γ , K^+) (НСФ- или СФ-возбуждения) на протонах ядрамишени. Спектры, $N_{\text{эф}}^{n(p)}$, выходы и энергии ожидаемых γ -квантов в гиперядрах с четными A (изоспин $T = 1/2$) в табл. 1—3 и 4—5 вследствие изоспиновой симметрии барион-барионных взаимодействий должны быть одинаковыми. Различны лишь пороги стабильности для этих гиперядер. Нарушение изоспиновой симметрии может проявиться в различиях соответствующих энергий γ -переходов в парах гиперядер с одним и тем же A , образующихся в реакциях на нейтронах (протонах) ядер-мишеней с $N = Z$.

Все гиперядра с нечетными A , образующиеся в реакциях на мишенях с $T = 1/2$, имеют изоспин $T = 1$. В гиперядре ^8Li помимо сильного возбуждения уровней дублета основного состояния ($5^{+}/2$, $3^{+}/2$) ($W \approx 40 \div 50\%$) с заметной вероятностью ($W \approx 14 \div 22\%$) возбуждаются дублеты ($3^{+}/2_2$, $1^{+}/2_1$) и ($7^{+}/2_1$, $5^{+}/2_2$), γ -девозбуждение которых даст серию каскадных γ -линий с максимальной энергией $\approx 2,5$ МэВ. В других гиперядрах — ^{11}Be , ^{13}B и ^{15}C — преобладает возбуждение дублета ($5^{+}/2$, СФ; $3^{+}/2$, НСФ) ($W = 40 \div 50\%$). В ^{11}Be и ^{15}C для каждого типа возбуждения (НСФ или СФ) ожидается по одной γ -линии с $E_\gamma \approx 3,5$ МэВ и $E_\gamma \approx 7$ МэВ соответственно. В ^{13}B при девозбуждении уровня $3^{+}/2$ возможны каскадные $M1$ γ -переходы через промежуточный уровень $3^{+}/2_1$, а также прямой γ -переход $3^{+}/2 \xrightarrow{M1} 1^{+}/2$ (основное состояние). Отношения вероятностей переходов следующие: $W_\gamma(3^{+}/2_2 \rightarrow 3^{+}/2_1)/W_\gamma(3^{+}/2 \rightarrow 1^{+}/2) = 0,15$. Скорость γ -перехода $3^{+}/2_1 \rightarrow 1^{+}/2$ равна $1,7 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Девозбуждение уровня $5^{+}/2$ реализуется в каскадных γ -переходах $5^{+}/2 \xrightarrow{M1} 3^{+}/2 \xrightarrow{M1} 1^{+}/2$.

Дублетные расщепления гиперядерных уровней, вычисленные в [87, 120] с центральными ΛN -потенциалами (седьмой и восьмой столбцы табл. 1—3), существенно больше полученных в [38] и наших расчетах [126]. Результаты расчетов [87, 120], по-видимому, можно приблизить к нашим, если уменьшить интенсивности спин-зависимых частей ΛN -потенциалов. Отметим, что в отдельных дублетах, помеченных фигурными скобками, для центральных ΛN -сил получается другой порядок уровней.

Зависимости энергий уровней гиперядер от потенциальных параметров оболочечной модели. Как уже отмечалось выше, мы допускаем,

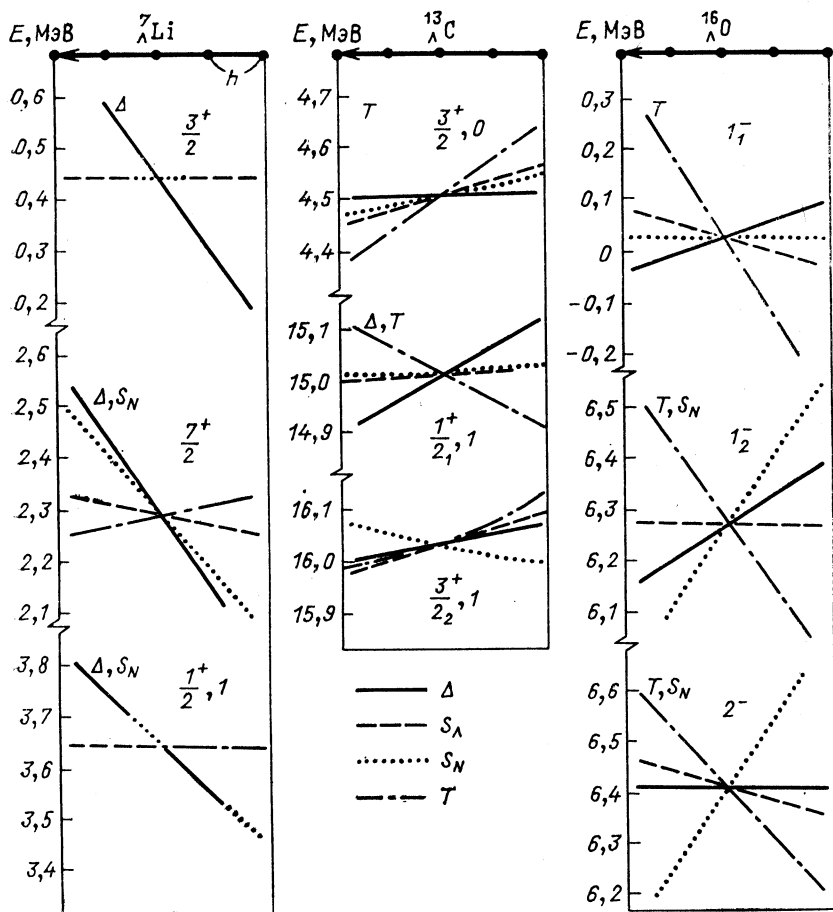


Рис. 5. Зависимость энергий уровней ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ и ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$ от параметров Δ , S_{Δ} , S_N и T

что параметры оболочечной модели могут, вообще говоря, зависеть от массового числа A и даже от квантовых характеристик отдельных гиперядерных уровней. Поэтому спектры гиперядер, представленные в табл. 1—3 и 4—5, найденные с параметрами модели, согласованными с ограниченным набором экспериментальных сведений о некоторых уровнях ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$, следует пока рассматривать как ориентировочные. Дальнейшее уточнение параметров требует большей информации о гиперядерных γ -переходах.

Проведенный анализ возможных γ -переходов в гиперядрах 1р-оболочки показывает, что подходящими ядрами-мишенями для поиска новых гиперядерных γ -линий в используемых в спектроскопии гиперядер реакциях (K^- , π^-) и (π^+ , K^+) могут служить ${}^7\text{Li}$, ${}^{13}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$.

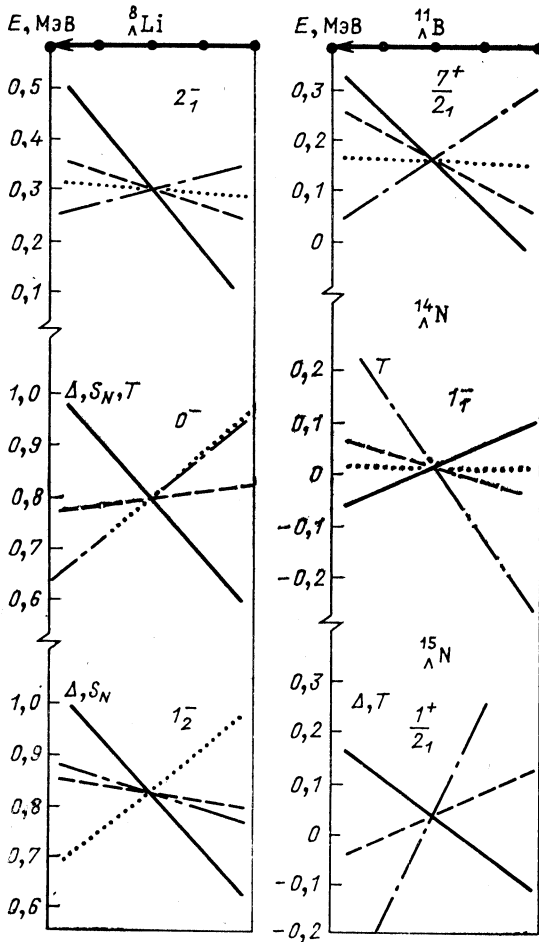


Рис. 6. Зависимость энергий уровней ${}^8_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$, ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$ от параметров Δ , S_{Λ} , S_N и T

В некоторых гиперядрах, таких, как ${}^8_{\Lambda}\text{Li}$ и др., γ -переходы можно изучать при нуклонных или кластерных распадах гиперядерных резонансов в непрерывном спектре. Для низколежащих состояний ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$, ${}^8_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$, которые могут давать γ -линии, на рис. 5 и 6 показана зависимость энергий уровней от параметров Δ , S_{Λ} , S_N и T [см. соотношение (33)]. Уровни 1_1^- в ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$ и $1^{+}/2_1$ в ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$, относящиеся к очень слаборасщепленным дублетам (1_1^- , 0^-) и ($1^{+}/2_1$, $3^{+}/2$) основных состояний, которые критичны к значениям параметров T и Δ , также показаны на рис. 6. Отрезок со стрелкой сверху каждого рисунка задает направление возрастания одного из параметров (при

фиксированных трех параметрах) и одновременно указывает интервал значений изменяемого параметра с шагом h . На рис. 5 и 6 параметры варьировались с шагом h в следующих интервалах:

$$\begin{aligned} &\text{для } {}^7\text{Li}: 0,5 \geq \Delta \geq 0,1 \ (h = 0,1), \ 0,02 \geq S_{\Delta} \geq -0,06 \ (h = 0,02), \\ &-0,05 \geq S_N \geq -0,65 \ (h = 0,15), \ 0,08 \geq T \geq 0 \ (h = 0,02); \\ &\text{для } {}^8\text{Li}, \ {}^{11}\text{B}, \ {}^{13}\text{C}, \ {}^{14}, {}^{15}\text{N} \ \text{и} \ {}^{16}\text{O}: 0,5 \geq \Delta \geq 0,1 \ (h = 0,1), \ 0,02 \geq \\ &\geq S_{\Delta} \geq -0,06 \ (h = 0,02), \ 0,1 \geq S_N \geq -0,3 \ (h = 0,1), \ 0,06 \geq \\ &\geq T \geq -0,02 \ (h = 0,02). \end{aligned}$$

Параметры, к которым особенно критичны отдельные гиперядерные уровни, указаны на рис. 5 и 6, которые могут быть полезны при анализе новых экспериментальных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре изложены основные моменты современного состояния теоретических и экспериментальных исследований по спектроскопии низколежащих состояний гиперядер $1p$ -оболочки. Наряду с обсуждением различных теоретических подходов к этой проблеме основное внимание уделено оболочечному описанию гиперядерных состояний. Оболочечная модель в применении к гиперядрам, как показывает опыт развития гиперядерной спектроскопии, не только объясняет имеющиеся экспериментальные данные, но и дает новые предсказания, которые стимулируют дальнейшие эксперименты. Это прежде всего касается связанных (подпороговых) возбужденных гиперядерных состояний, являющихся предметом изучения в γ -спектроскопии, и некоторых состояний в континууме, экспериментальное исследование которых обещает быть достаточно интересным, например, с точки зрения проверки «чистоты» изоспина в гиперядрах.

В теории структуры легких гиперядер основное внимание мы сконцентрировали на результатах оболочечной модели со связанными одночастичными состояниями барионов, потому что этот подход в техническом отношении намного проще, чем оболочечная модель, явно учитывающая непрерывный спектр. Известно, однако, что оба этих, на первый взгляд, существенно различных подходов дают зачастую близкие результаты [59]. Не исключено, конечно, что накопление детальных сведений о гиперядерных состояниях в континууме потребует введения непрерывного спектра в формализм модели оболочек.

Особое внимание в данной работе обращено на разработанную авторами трансляционно-инвариантную формулировку модели оболочек гиперядер — ТИМО с осцилляторными волновыми функциями барионов. Эта модель развита по аналогии с ТИМО обычных ядер. Преимущество ТИМО проявляется в возможности довольно просто описывать кинематические корреляции, открывающие барионные каналы распада.

Модель оболочек низколежащих гиперядерных состояний с конфигурацией $\{s^4p^n \otimes s_\Lambda\}$ в определенном смысле оказывается даже проще модели оболочек обычных ядер. Для двухчастичного ΛN -взаимодействия имеется всего лишь пять потенциальных параметров — Δ , S_Λ , S_N , T и \bar{V} , тогда как для ядерной конфигурации $\{s^4p^n\}$ полное число аналогичных параметров более десяти. К сожалению, экспериментальных данных по спектрам гиперядер все еще слишком мало, чтобы сделать окончательные выводы о значениях гиперядерных параметров (особенно это касается T и S_N). Большой набор спектроскопических сведений также способствовал бы и более уверенному выбору путей усовершенствования гиперядерных моделей. До недавнего времени и кластерная и оболочечная модели неплохо описывали γ -переходы в ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$, однако последние измерения в БНЛ энергий дублетных расщеплений основных состояний в ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{16}\text{O}$ потребовали корректировки параметров ΛN -взаимодействия оболочечной модели [126]. С новыми параметрами Δ , S_Λ , S_N и T предсказания об энергиях уровней, вычисляемых в разных подходах, уже заметно различаются, и измерения энергий возбужденных гиперядерных уровней приобретают еще большую актуальность. Поиски отклонений от предложенной с новыми параметрами системати спектров представляют значительный интерес. Пока не ясно, в какой степени последний вариант параметров Δ , S_Λ , S_N и T , предложенный в [126], окажется подходящим для всех гиперядер $1p$ -оболочки. В принципе, эта универсальность может нарушаться за счет влияния трехчастичных ΛNN -сил, кластерной структуры отдельных гиперядер, связи Λ - и Σ -каналов в гиперон-нуклонном взаимодействии и других эффектов. Мы надеемся, что все эти вопросы будут постепенно проясняться по мере накопления спектроскопических сведений о гиперядрах.

В решении всех этих задач, наряду с реакциями (K^- , $\pi^0\gamma$), практически не затрагивающими спиновые степени свободы, важную роль сыграют процессы (π^+ , $K^+\gamma$), (γ , K^+) и (e , $e'K^+$), в которых должны проявиться спиновые возбуждения (реакции с переворотом спина). Новизну внесут исследования по γ -спектроскопии гиперядер с избыточным числом нейтронов, которые образуются в однопонуклонных реакциях на протонах ядер-мишеней.

Из изложенного ясно, что для проверки модельных представлений о структуре гиперядер и принятых вариантов гиперон-нуклонных взаимодействий необходимы дальнейшие целенаправленные эксперименты по спектроскопии гиперядер и, в особенности, по γ -спектроскопии, возможности которой далеко не исчерпаны. Оболочечная модель дает хорошие ориентиры для новых исследований в этой области.

Мы рассмотрели здесь гиперядерные γ -переходы от низколежащих состояний, которые возникают в первичных реакциях генерации гиперядер. При барионных распадах гиперядерных резонансов

могут реализовываться электромагнитные переходы в дочерних гиперядрах, обсуждение которых вынесено во вторую часть обзора.

Выражаем глубокую признательность нашему другу профессору Мариану Гмитро, безвременно ушедшему от нас в октябре 1990 г., за исключительное внимание к работе и всемерную поддержку чехословацко-советского сотрудничества, без которого было бы невозможно осуществить большой цикл совместных работ по спектроскопии гиперядер. Мы искренне благодарны академику А. М. Балдину за постоянную поддержку наших исследований по физике гиперядер в ФИАН и ИЯИ АН СССР.

Пользуемся случаем поблагодарить профессора Р. Е. Криена из Брукхэйвенской Национальной лаборатории за сообщение экспериментальных данных по поиску γ -переходов в гиперядрах до их опубликования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pniewski J. *Methods in Subnuclear Physics*/Ed. M. Nikolic. Vol. 5. Part I. N. Y. Gordon and Breach, 1969. P. 457—496; Бом Г., Крекер У.//ЭЧАЯ, 1972. Т. 3. Вып. 2. С. 318—365; Хрылин Б.//УФН. 1971. Т. 105. С. 185—208.
2. Gal A.//*Adv. Nucl. Phys.* 1975. Vol. 8. P. 1—120; Povh В.//*Progr. Part. Nucl. Phys.* 1981. Vol. 5. P. 245—268; Богданова Л. Н., Маркушин В. Е.//ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. Вып. 4. С. 808—869; Фетисов В. Н. Препринт ФИАН № 340. М., 1987.
3. Dover C. B., Walker G. E.//*Phys. Rept.* 1982. Vol. 89. P. 1—177.
4. Structure of Hypernuclei//*Progr. Theoret. Phys. Suppl.* 1985. N 81.
5. Chrien R. E., Dover C. B.//*Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1989. Vol. 39. P. 113—150.
6. Подгорещкий М. И.//ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 695—696; Lipkin H. J.//*Phys. Rev. Lett.* 1965. Vol. 14. P. 18—20; Feshbach H., Kerman A. K. *Preludes in Theor. Physics.* Amsterdam/Eds. A. de Shalit, H. Feshbach, L. van Hove. 1965. P. 260—265; Kerman A. K., Lipkin H. J.//*Ann. Phys. N. Y.* 1971. Vol. 66. P. 738—757.
7. Труды семинара «Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра», Звенигород, 12—14 сент. 1977. М.: Наука, 1979.
8. Proc. 1979 Intern. Conf. Hypernucl. and Low Energy Kaon Physics//*Nukleonika.* 1980. Vol. 25, N 3—4.
9. Proc. Intern. Conf. Hypernucl. and Kaon Physics/Ed. B. Povh. June 20—24. Heidelberg, 1982.
10. Proc. Intern. Conf. Hypernucl. and Kaon Physics/Ed. R. E. Chrien, Sept. 9—13. BNL, Upton N. Y., 1985; *Nucl. Phys.* 1986. Vol. A450. P. 1c—586c.
11. Proc. 1986 INS Intern. Symp. Hypernucl. Physics/Eds. H. Bandō, O. Hashimoto, K. Ogawa. August 20—23. Tokyo, 1986.
12. Contributed Papers 1986 INS Intern. Symp. Hypernucl. Physics, August 20—23. Tokyo, 1986.
13. Proc. Intern. Symp. Hypernucl. and Low Energy Kaon Physics, Legnaro/Ed. T. Bressani, Sept. 12—16. Italy, 1988; *Nuovo cimento.* 1989. Vol. 102A. P. 1—745.
14. Brückner W., Granz B., Ingham D. e.a.//*Phys. Lett.* 1976. Vol. 62B. P. 481—480; Bonazzola G. C., Bressani T., Cester R. e.a.//*Phys. Lett.* 1974. Vol. 53B. P. 297—300; Bouysy A.//See [8]. P. 413—425; Bertini N., Bing O., Birien P. e.a.//*Nucl. Phys.* 1981. Vol. A360. P. 315—330.
15. Chrien R., May M., Palevsky H. e. a.//*Phys. Lett.* 1979. Vol. 89B. P. 31—35; May M., Piekarz H., Chrien R. E. e.a.//*Phys. Rev. Lett.* 1981. Vol. 47. P. 1106—1109.

16. Bertini R., Bing O., Birien P. e. a. // Phys. Lett. 1980. Vol. 90B. P. 375—378; 1984. Vol. 136B. P. 29—32; 1985. Vol. 158B. P. 19—22; Piekarz H., Bart S., Hackenburg D. e. a. // Phys. Lett. 1982. Vol. 110B. P. 428—432.
17. Bouyssy A. // See [9]. P. 11—20; Majling L., Sotona M., Žofka J. e. a. // Czech. J. Phys. 1986. Vol. B36. P. 446—450; Dover C., Gal A., Klieb L., Mille-ner D. J. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. P. 119—122.
18. Wünsch R., Žofka J. // Phys. Lett. 1987. Vol. 193B. P. 7—12; Hunger-ford E. V. // See [11]. P. 6—18.
19. Hayano R. S., Ishikawa T., Iwasaki M. e. a. // See [13]. P. 437—444.
20. Dalitz R. H., Davis D. H., Deloff A. // Phys. Lett. 1990. Vol. 236B. P. 76—80; Harada T., Shinmura S., Akaishi Y., Tanaka H. // Nucl. Phys. 1990. Vol. A507. P. 715—730; Hayano R. S. // Nucl. Phys. 1990. Vol. A508. P. 99c—108c.
21. Chrien R. E. // Nucl. Phys. 1988. Vol. A478. P. 705c—712c; Pile P. H., Chrien R. E., Bart S. e. a. // See [13]. P. 413—420.
22. Yamazaki T., Ishikawa T., Iwasaki M. e. a. // See [10]. P. 1c—21c; Hashi-moto O. // See [11]. P. 196—206.
23. Авраменко С. А., Абдурахимов А. У., Аксиненко В. Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 477—1976; Abdurakhimov A. U., Aksinenko V. D., Ani-kina M. H. e. a. // See [13]. P. 645—652.
24. Bocquet J. P., Rey-Campagnolle M., Ericsson G. e. a. // Phys. Lett. 1986. Vol. 182B. P. 146—150; 1937. Vol. 192B. P. 312—314; Rey-Campagnolle M. // See [13]. P. 653—662; Polikanov S. // Nucl. Phys. 1988. Vol. A478. P. 805c—812c.
25. Нора В. И., Ранюк Ю. Н., Руткевич Н. Я. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1313—1319; Укр. физ. журн. 1990. Т. 35. С. 171—172.
26. Гогитидзе Н. З., Елисеев А. Н., Кашеваров В. Л. и др. Препринт ФИАН № 22. М., 1980.
27. Shoda K. // See [11]. P. 184—195; Guaraldo C. Частное сообщение.
28. Ejiri H., Fukuda T., Shibata T. e. a. // See [11]. P. 223—230; Sotona M., Žofka J., Bandō H., Fetisov V. N. // Czech. J. Phys. 1989. Vol. B39. P. 1273—1284.
29. Proc. Kaon Factory Workshop/Ed. M. K. Craddock. Vancouver, August. 13—14, 1979. TRI-79-1; Physics with LAMPF II. Proposal, June 1983, LA-9798-P. Los-Alamos Nat. tab., 1983; Bradamante F. // See [12]; Proposal Japanese Hadron Project, INS Rept., Sept. 1987; Hypernuclear Physics at KAON, Proc. TRIUMF/KEK Workshop, June 17—18, 1989, KEK Rept. 89-6.
30. Conceptual Design Rept. CEBAF Basic Experimental Equipment, April 13, 1990, SURA, Newport News, Virginia.
31. Dover C., Ludeking L., Walker G. E. // Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 2073—2093.
32. Dover C. B. Preprint BNL-40074, 1987; Yamazaki T. INS-Rept.-607, Okt. 1986; Millener D. J., Dover C. B., Gal A. // Phys. Rev. 1988. Vol. C38. P. 2700—2708; Motoba T., Bandō H., Wünsch R., Žofka J. // Phys. Rev. 1988. Vol. C38. P. 1322—1334; Yamamoto Y., Bandō H., Žofka S. // Progr. Theoret. Phys. 1988. Vol. 80. P. 757—761.
33. Nield K. J., Bowen T., Cable G. D. e. a. // Phys. Rev. 1976. Vol. C13. P. 1263; Bowen T. // See [7]. P. 115—134.
34. Wakai M., Bandō H., Sano M. // Phys. Rev. 1988. Vol. C33. P. 748—757; Bandō H., Sano M., Žofka J., Wakai M. // Nucl. Phys. 1989. Vol. A501. P. 900—914; Žofka J., Wakai M., Sano M., Bandō H. // Phys. Lett. 1990. Vol. 235B. P. 25—29.
35. Карнаухов В. А. // См. [7]. С. 107—114.
36. Бычков А. С., Хафизов Р. У. // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 65—72.
37. May M., Bart S., Chen S. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 2085—2088.
38. Millener D. J., Gal A., Dover C. B., Dalitz R. H. // Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 499—509.
39. Bamberger A., Faessler M. A., Lynen U. e. a. // Nucl. Phys. 1973. Vol. B60. P. 1—25.

40. Bedjidian M., Filipkowski A., Grossiord J.Y. e.a.//Phys. Lett. 1976. Vol. 62B. P. 467—470.
41. Bedjidian M., Descroix E., Grossiord J. Y. e.a.//Phys. Lett. 1979. Vol. 83B. P. 252—256.
42. Majling L., Sotona M., Žofka J., Fetisov V. N., Eramzhyan R. A.//Phys. Lett. 1980. Vol. 92B. P. 256—260; Preprint FIAN № 205. 1980.
43. Majling L., Žofka J., Fetisov V. N., Eramzhyan R. A.//See [10]. P. 189c—198c.
44. Pniewski J., Zieminska D.//See [7]. P. 33—50.
45. Grace R., Barnes P. D., Eisenstein R. A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 1055—1058; Barnes P. D.//See [10]. P. 43c—65c.
46. Barnes P. D., Szymanski J. L.//See [11]. P. 136—145.
47. Dalitz R. H.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A354. P. 101c—126c.
48. Žofka J., Majling L., Fetisov V. N.//See [12]. P. 23; Bandō H., Yamada T., Žofka J.//Phys. Rev. 1987. Vol. C36. P. 1640—1642.
49. Tamura H., Yamazaki T., Sano M.e.a.//Phys. Rev. 1989. Vol. C40. P. 479—482.
50. Žofka J.//See [13]. P. 327—344.
51. Fetisov V. N.//See [13]. P. 307—326.
52. Yamazaki T.//Enrico Fermi Summer School, Varenna, June 23—July 3, 1987. P. 78—91; INS-Rept.-658, Nov. 1987.
53. Motoba T., Bandō H., Ikeda K., Yamada T.//Progr. Theoret. Phys. Suppl. 1985. N 81. P. 42—103.
54. Bandō H.//See [9]. P. 271c.
55. Bandō H.//J. Phys. Soc. Japan. Suppl. 1989. Vol. 58. P. 379—393.
56. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
57. Neudatchin V. G.//Proc. Intern. Conf. Clustering Phenomena in Nuclei, Bochum, 21—24 July, 1969, Intern. Atomic Energy Agency, Vienna, 1969. P. 35—44; Smirnov Yu. F.//Ibid., 153—162.
58. Fetisov V. N., Majling L., Žofka J., Eramzhyan R. A.//Z. Phys. 1983. Vol. A314. P. 239—249.
59. Wunsch R., Majling L., Žofka J.//Czech. J. Phys. 1986. Vol. B36. P. 441—442; [10]. P. 329c—332c.
60. Ланской Д. Е.//ЯФ. 1989. Т. 49. С. 63—69.
61. Brückner W., Faessler M. A., Ketel T. e.a.//Proc. Kaon Factory Workshop, Vancouver/Ed. M. K. Craddock, August 13—14, 1979, TRI-79-1. P. 124.
62. Майлинг Л.//Труды международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем, 16—20 июня, Дубна, 1987. С. 405—411.
63. Dalitz R. H., Gal A.//Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 36. P. 362—365; Ann. Phys. N.Y. 1981. Vol. 131. P. 314—355.
64. Bouyssy A.//Nucl. Phys. 1977. Vol. A 290. P. 324—348; [8]. P. 413—425.
65. Rayet M.//Ann. Phys. N.Y. 1976. Vol. 102. P. 226—251.
66. Eramzhyan R. A., Iskhanov B. S., Kapitonov J. M., Neudatchin V. G.//Phys. Rept. 1986. Vol. 136. P. 229—400.
67. Hüfner J., Lee S. Y., Weidenmüller H. A.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A234. P. 429—444.
68. Кныр В. А., Мазур А. И., Смирнов Ю. Ф.//Укр. физ. журн. 1987. Т. 32. С. 1129—1135.
69. Bertini R., Bing O., Birien P. e.a.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A 368. P. 365—374.
70. Gal A., Soper J. M., Dalitz R. H.//Ann. Phys. N.Y. 1971. Vol. 63. P. 53—126.
71. Gal A., Soper J. M., Dalitz R. H.//Ann. Phys. N.Y. 1972. Vol. 72. P. 445—488.
72. Gal A., Soper J. M., Dalitz R. H.//Ann. Phys. N.Y. 1978. Vol. 113. P. 79—97.

73. Козлов М. И., Фетисов В. Н.//Краткие сообщения по физике. 1971. № 3. С. 68—76; № 7. С. 16—22.
74. Dalitz R. H., Gal A.//Ann. Phys. N.Y. 1978. Vol. 116. P. 167—243.
75. Auerbach E. H., Baltz A. J., Dover C. B. e.a.//Ann. Phys. N.Y. 1983. Vol. 148. P. 381—435.
76. Talmi I.//Helv. Phys. Acta. 1952. Vol. 25. P. 185—234; Moshinsky M.//Nucl. Phys. 1959. Vol. 13. P. 104—116.; Smirnov Yu. F.//Nucl. Phys. 1961. Vol. 27. P. 177—187; 1962. Vol. 39. P. 346—352.
77. Racah G.//Phys. Rev. 1949. Vol. 76. P. 1352—1364.
78. Alexander G., Karshon U., Shapira A. e.a.//Phys. Rev. 1968. Vol. 173. P. 1452—1460; Sechi-Zorn B., Kehoe B., Twitty J., Burnstein B.//Phys. Rev. 1968. Vol. 175. P. 1735—1740.
79. Nagels M. M., Rijken T. A., de Swart J. J.//Phys. Rev. 1975. Vol. D12. P. 744—758; 1977. Vol. D15. P. 2547—2564.
80. Downs B. W., Phillips R. J. N.//Nuovo cimento. 1966. Vol. 41A. P. 374—379; 1966. Vol. 43A. P. 454—467; Dalitz R. H., Von Hippel F.//Phys. Lett. 1964. Vol. 10. P. 153—157.
81. Yamamoto Y., Bandō H., Žofka J.//Progr. Theoret. Phys. 1988. Vol. 80. P. 757—761.
82. Ajzenberg-Selove F.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A433. P. 1—158; 1986. Vol. A449. P. 1—186; 1988. Vol. A490. P. 1—225.
83. Majling L., Žofka J., Fetisov V. N., Eramzhyan R. A.//Phys. Lett. 1987. Vol. 193. P. 263—268.
84. Halderson D.//Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 941—945.
85. Wildermuth K., Tang Y. C. A Unified Theory of the Nucleus. Braunschweig: Vieweg, 1977.
86. Wheeler J. A.//Phys. Rev. 1937. Vol. 52. P. 1107—1127.
87. Wang Xi-cang, Bandō H., Takaki H.//Z. Phys. 1987. Vol. A327. P. 57—69.
88. Yamada T., Ikeda K., Bandō H., Motoba T.//Phys. Rev. 1988. Vol. C38. P. 854—866; Bandō H.//Nucl. Phys. 1988. Vol. A478. P. 697c—704c.
89. Ajzenberg-Selove F.//Nucl. Phys. 1983. Vol. 392. P. 1—216.
90. Sakuda T., Bandō H.//Progr. Theoret. Phys. 1987. Vol. 78. P. 1317—1329.
91. Majling L., Žofka J., Sakuda T., Bandō H.//Progr. Theoret. Phys. 1988. Vol. 79. P. 561—565.
92. Симонов Ю. А.//ЯФ. 1966. Т. 3. С. 630—638; Бадалян А. М., Симонов Ю. А.//ЯФ. 1966. Т. 3. С. 1032—1047.
93. Джибути Р. И., Циклаури Ш. М.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 1387—1395; 1986. Т. 43. С. 1169—1175; 1987. Т. 45. С. 670—676.
94. Горбатов А. М.//ЯФ. 1974. Т. 29. С. 270—285; 1982. Т. 36. С. 602—608.
95. Gibson B. F.//Nucl. Phys. 1988. Vol. A489. P. 115—136; Gibson B. F., Lehman D. R.//Phys. Rev. 1988. Vol. C37. P. 679—671.
96. Bodmer A. R., Usmani Q. N., Carlson J.//Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 684—687; Bodmer A. R., Usmani Q. N.//See [10]. P. 257c—274c.
97. Колесников Н. Н., Тарасов В. И.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 815—816; Изв. вузов. Сер. физ. 1982. № 5. С. 62—65; Колесников Н. Н., Копылов В. А.//Изв. вузов. Сер. физ. 1983. № 5. С. 36—41.
98. Tanaka Y., Motoba T., Bandō H.//See [12]. P. 56.
99. Bassichis W. H., Gal A.//Phys. Rev. 1970. Vol. C1. P. 28—34; Žofka J.//Czech. J. Phys. 1980. Vol. B30. P. 95—111; Ланской Д. Е., Третьякова Т. Ю.//ЯФ. 1989. Т. 49. С. 401—407.
100. Ланской Д. Е., Третьякова Т. Ю.//ЯФ. 1989. Т. 49. С. 1595—1602.
101. Yamamoto Y.//Phys. Rev. 1987. Vol. C36. P. 2166—2169.
102. Cohen J., Furnstahl R. J.//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 2231—2235.
103. Bannhold C., Wright L. E.//Phys. Lett. 1987. Vol. B191. P. 11—14.
104. Walker G. E.//See [10]. P. 287c—306c.

105. Koutroulos C. G., Grypeos M. E. // Phys. Rev. 1989. Vol. C40. P. 275—284.
106. Walecka J. D. // Ann. Phys. N. Y. 1974. Vol. 83. P. 491—529; Serot B. D., Walecka J. D. // Adv. Nucl. Phys. 1986. Vol. 16. P. 1—327.
107. Cohen J. // Intern. Journ. Modern Phys. 1989. Vol. A4. P. 1—78.
108. Dover C. B. // Inst. Phys. Conf. Ser. N 86. Paper presented at Intern. Phys. Conf., Harrogate, UK, 1986. P. 99—118.
109. Филимонов В. А. // См. [7]. С. 240—285.
110. Herrera J. C., Kolata J. J., Kraner H. W. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 40. P. 158—161.
111. Chrien R. E., Bart S., May M. e.a. // Phys. Rev. 1990. Vol. C41. P. 1062—1074.
112. Majling L., Žofka J., Fetisov V. N., Eramzhyan R. A. // Z. Phys. 1990. Vol. A337. P. 337—340.
113. Bedjidian M. e.a. // Phys. Lett. 1980. Vol. 94B. P. 480—483.
114. Chrien R. E. // Proc. Intern. Symp. Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, Heidelberg, July 1—5, 1986/Ed. H. V. Klapdor. Berlin: Springer Verlag. P. 587—591.
115. Chrien R. E. Concluding Talk. // See [13]. P. 727—745.
116. Chrien R. E. // Czech. J. Phys. 1989. Vol. B39. P. 914—924.
117. May M. // See [10]. P. 179c—188c.
118. Particle Data Group // Phys. Lett. 1990. Vol. 239B. P. 1—516.
119. Pniewski J., Danysz M. // Phys. Lett. 1962. Vol. 1. P. 142—144.
120. Колесников Н. Н., Сокол Г. А., Амарасингам Д. Препринт ФИАН № 61. М., 1981.
121. Колесников Н. Н. // Сборник аннотаций Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. 16—20 июня, Дубна, 1987. С. 109.
122. Lee T. Y., Hsieh S. T., Chen-Tsai S. T. // Phys. Rev. 1970. Vol. C2. P. 366—374.
123. May M., Piekarz H., Chrien R. E. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 1106—1109.
124. Zieminska D., Dalitz R. H. // Nucl. Phys. 1974. Vol. B74. P. 248—268.
125. Cohen S., Kurath D. // Nucl. Phys. 1965. Vol. 73. P. 1—24; 1967. Vol. A101. P. 1—16.
126. Fetisov V. N., Majling L., Žofka J., Eramzhyan R. A. Preprint FIAN N 112. М., 1990.
127. Barker F. C. // Nucl. Phys. 1966. Vol. 83. P. 418—448.
128. Bodmer A. R., Usmani Q. N. // Nucl. Phys. 1986. Vol. A450. P. 257c—274c.
129. Козлов М. И., Фетисов В. Н. Препринт ФИАН № 25. М., 1974; Fetisov V. N., Kozlov M. I., Lebedev A. I. // Phys. Lett. 1972. Vol. 38B. P. 129—131; Bernstein A. M., Donnelly T. W., Epstein G. N. // Nucl. Phys. 1981. Vol. A358. P. 195—202; Hsiao S. S., Cotanch S. R. // Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 1668—1678.
130. Majling L., Žofka J., Fetisov V. N., Eramzhyan R. A. // Physics with LAMPF II, Proposal June 1983, LA-9798-P, Los Alamos Nat. Lab. 1983. P. 85; Phys. Lett. 1983. Vol. 130B P. 235—240; Gal A. // Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 2186—2189.
131. Itonaga K., Motoba T., Bandō H. // Progr. Theoret. Phys. 1990. Vol. 84. P. 291—316.
132. Balashov V. V., Boyarkina A. N., Rotter I. // Nucl. Phys. 1964. Vol. 59. P. 417—443.
133. Bouyssy A. // Phys. Lett. 1979. Vol. 84B. P. 41; Nucleonica. 1980. Vol. 25. P. 413—425.
134. Juric M., Bohm G., Klabuhn J. e.a. // Nucl. Phys. 1973. Vol. B52. P. 1—30.
135. Dalitz R. H., Gal. A. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1978. Vol. 4. P. 889—906.
136. Fetisov V. N., Majling L., Žofka J., Eramzhyan R. A. // Czech. J. Phys. 1986. Vol. B36. P. 451—454.