

ФОРМИРОВАНИЕ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Неудачин, Н.П. Юдин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

1. ВВЕДЕНИЕ	1343
2. СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНАЯ СИММЕТРИЯ И СТРУКТУРА ДГР У ЯДЕР $1p$ -ОБОЛОЧКИ	1353
3. КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДГР ЯДЕР $2s2d$ - ОБОЛОЧКИ	1370
4. ОСОБЕННОСТИ ДИПОЛЬНОГО ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ У ЯДЕР ОБОЛОЧКИ $3p3f$	1380
5. КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГИГАНТСКОГО СПИН-ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА	1386
6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1391
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1394

ФОРМИРОВАНИЕ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Неудачин, Н.П. Юдин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

На общем фоне представлений о природе гигантских резонансов (ГР) в атомных ядрах дается обзор современного состояния механизмов формирования ГР и их свойств в легких ядрах ($Z < 28$). Своеобразие физики ГР в этих ядрах позволяет считать, что в них реализуется новая форма ГР, существенно отличная от ГР в средних и тяжелых ядрах.

In close relation with understanding of nature of Giant Resonances (GR) in atomic nuclei it's given the review of modern state of formation mechanisms of GR and their properties in light nuclei ($Z < 28$). The peculiarities of physics of GR in these nuclei give us the rights to consider that new form of GR different strongly from GR in medium and heavy nuclei is realised in them.

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последних десятилетий масштабная и многогранная тема гигантских резонансов (ГР) была одной из центральных в развитии физики атомного ядра. Ей посвящено большое количество обзоров (см., например, [1]).

Научные интересы авторов с начала 60-х годов связаны с исследованием ГР в легких ядрах, когда ими была выдвинута оригинальная концепция очень большого конфигурационного расщепления электрического дипольного гигантского резонанса (ДГР). Она отражает яркую специфику именно легких ($Z < 30$) немагических ядер, для которых переходы из внутренней заполненной оболочки в наружную, частично заполненную оболочку сильно сдвинуты вверх относительно переходов из частично заполненной оболочки в следующую, более высокую, незаполненную. Одновременно В.В.Балашов, Г.Я.Коренман и Р.А.Эрамбян с сотрудниками предложили и разработали совершенно новый механизм поглощения мюонов атомными ядрами через возбуждение спин-дипольного ГР с акцентом на легкие ядра.

Этим сторонам физики гигантских резонансов был посвящен целый ряд обзоров, написанных, в частности, и авторами [2-4] по итогам многочисленных работ, выполненных в 70-80-е годы. В последнее время обе указанные концепции продолжают служить основой разветвленных экспериментов

и теоретических исследований. Произошло их частичное объединение в один более общий вопрос о конфигурационном расщеплении в разных типах гигантских резонансов.

В данном обзоре мы суммируем эти недавние результаты, которые представляются весьма существенными. Но, чтобы было ясно их место в общей проблематике гигантских резонансов разной мультипольности, вначале сделаем экскурс в физику ДГР, которая будет своеобразной точкой отсчета при анализе родственных, но все же иных физических явлений.

Гигантский дипольный резонанс — яркий широкий максимум в зависимости сечения σ_t поглощения ядром гамма-квантов от их энергии E_γ — был открыт экспериментально в 1947 г. Болдуином и Клайбером [5]. Разумеется, физикам того времени было ясно, что ДГР, в современных терминах, представляет собой отклик ядра на зависящее от времени однородное электрическое поле. Этот отклик в симметричной ядерной материи определяется матричными элементами от оператора дипольного момента d :

$$\hat{d} = \sum_{i=1}^A z_i t_3(i), \quad (1)$$

где z_i — z -координата i -го нуклона, t_3 — третья проекция его изотопического спина, A — массовое число ядра.

Внешнее однородное поле должно «раскачивать» систему, состоящую из разноименных заряженных частиц, приводя, в частности, в случае плазмы, к собственным плазменным колебаниям. По существу, опираясь на эти соображения (с конкретизацией ядерной «возвращающей» силы), А.Б.Мигдал в своей знаменитой работе в 1945 г. [6] фактически предсказал явление ДГР, указав, что заметные дипольные переходы должны концентрироваться в ядре в области энергий $E_\gamma \geq 16$ МэВ. Однако впервые термин «резонанс» был введен Гольдхабером и Теллером в 1948 г. [7], спустя год после открытия ДГР. Именно они первыми осознали, что ДГР есть проявление собственных протон-нейтронных колебаний. Параметры резонанса были определены Гольдхабером и Теллером в рамках модели двух взаимопроникающих жидкостей (протонной и нейтронной), что было исторически вполне оправданным.

Мы видим, таким образом, что концепция коллективного отклика ядра на воздействие однородного электрического поля является вполне естественной. Поэтому именно в рамках этой концепции были даны первые интерпретации ДГР. Однако реальная ситуация в ядре оказывается намного более сложной. Дело в том, что длина свободного пробега нуклона в основном состоянии ядра значительно превышает размеры ядра, и поэтому в первом приближении атомное ядро представляет собой не жидкость, а почти идеальный «газ» нуклонов, движущихся в самосогласованном внешнем поле. Главной особенностью

движения нуклонов в среднем поле является группирование однонуклонных уровней в ядерные оболочки. Оболочки накладывают сильные ограничения на функцию отклика ядра, и без их учета вообще нельзя понять явление ДГР.

С некоторой общей точки зрения, выбор стартовых степеней свободы — коллективных или оболочечных — является второстепенным моментом [4]. Более того, если мы правильно угадали набор нормальных или почти нормальных коллективных координат, то описание ограниченного круга относящихся к ним явлений оказывается наиболее удобным и простым. В этом отношении трактовка ГР с позиций коллективных степеней свободы (протон-нейтронных колебаний, связанных с поверхностными модами и т.д.) является вполне разумной, и ей посвящено большое число работ [8].

Вместе с тем, несмотря на успехи коллективного метода, нельзя было отделаться от ощущения, что в коллективных моделях что-то «не то», во всяком случае, не все просто, поскольку заранее не ясно, как в условиях почти независимого движения нуклонов могут формироваться коллективные, т.е. связанные с синхронным движением большого числа нуклонов, степени свободы. Поэтому вполне естественно выглядят подходы, основанные на использовании, в качестве стартовых, одночастичных степеней свободы, существование которых в ядре (оболочечная модель) доказывается огромной совокупностью экспериментальных фактов. Выявление их представляет собой колоссальное достижение ядерной физики [9].

Явление ДГР имеет место уже в предельном случае оболочечной модели — одночастичной оболочечной модели, в рамках которой нуклоны движутся абсолютно независимо. Дело в том, что дипольный оператор (I) имеет отличные от нуля матричные элементы только для состояний, возникающих при переходе нуклона из заполненной оболочки в соседнюю свободную. Поэтому, если расстояние E_0 между оболочками значительно больше энергетической ширины оболочек ΔE , то имеет место концентрация переходов в области E_0 с некоторой шириной $\sim \Delta E$, т.е. формируется резонанс с энергией E_0 и шириной ΔE . Далее, большинство состояний свободной оболочки являются связанными. Поэтому вылет нуклонов из ядра оказывается затрудненным, и наиболее вероятным является переход простого оболочечного движения нуклонов в стадию составного ядра с последующим их «испарением». Однако некоторая часть нуклонов имеет шанс вылететь до образования составного ядра. Такие нуклоны в настоящее время называются полупрямыми (прямыми, «резонансными» — в терминах Вилкинсона [10]) нуклонами.

Эти соображения о ДГР в одночастичной оболочечной модели были впервые изложены Вилкинсоном [10], хотя он угадал не все: энергия $E_{\text{ДГР}}$ определяется не только маговым просветом, ширина $\Gamma_{\text{ДГР}}$ имеет гораздо более сложную природу, чем разброс уровней в оболочках. Работа Вилкинсона привлекла всеобщее внимание и явилась базисом для развития современных подходов к ДГР.

Современный уровень трактовки ДГР основывается на понимании того, что остаточное взаимодействие, т.е. та часть взаимодействия между нуклонами, которая не сводится к среднему полю, может оказывать существенное влияние на спектр возбуждения ядра и, следовательно, на формирование ДГР. С общей точки зрения, остаточное взаимодействие дает незначительный вклад в полную энергию ядра — порядка $5 \div 10$ МэВ. Однако именно о таких масштабах энергии идет речь в проблеме ДГР. Кроме того, в условиях высокой плотности уровней остаточное взаимодействие перемешивает различные оболочечные состояния, что, в частности, приводит к открытию многих новых каналов и сильному изменению исходной волновой функции.

Одними из первых на важную роль остаточного взаимодействия в формировании ДГР в легких ядрах указали авторы [11]. В частности, учет диагональной части остаточного взаимодействия и его приближенной SU_4 -симметрии позволяет почти устранить серьезные противоречия с частотой ДГР в рамках оболочечной модели.

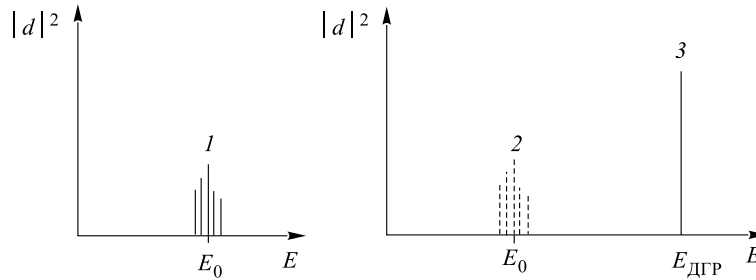


Рис. 1. Схематическое изображение действия механизма Брауна–Больстерли: 1 — вилкинсоновский ДГР, 2 — положение ДГР до включения ph -взаимодействия, 3 — ДГР с образованием когерентного дипольного состояния

Более прямые методы расчета свойств частично-дырочных уровней в рамках многочастичной оболочечной модели, использованные Эллиоттом и Флауэрсом [12], привели к прекрасному согласию расчетов с экспериментом. Физическая сторона результатов Эллиотта и Флауэrsa была выявлена в знаменитой работе Брауна и Больстерли [13]. Эти авторы указали механизм накопления эффектов относительно малого остаточного взаимодействия, результатом которого является формирование когерентных состояний, т.е. состояний с согласованным движением большого числа нуклонов. Это согласование осуществляется остаточным взаимодействием $\langle p'h'|V|ph\rangle$, действующим на базисе конфигураций $|ph\rangle$, где индексом p обозначена частица, т.е. объект, появляющийся при действии на основное состояние $|0\rangle$ заполненных оболочек (вакуум) оператора рождения a^+ нуклона, а индексом h — дырка, возникающая при действии на вакуум оператора поглощения a . Необходимым

условием действия этого механизма является определенная корреляция знаков матричных элементов частично-дырочного взаимодействия $\langle p'h'|V|ph\rangle$. Хотя в этом случае механизм накопления работает всегда, наиболее ярко он проявляется при $|V_{ph}| > \Delta E$, где ΔE — ширина вилкинсоновского ДГР. Для ДГР в этом случае возникает картина, схематически изображенная на рис. 1. Разумеется, реальная ситуация является гораздо более сложной — в области энергии дипольного состояния могут находиться ph -конфигурации, «слабые» по интенсивности дипольных переходов. Эти конфигурации, а также $2p2h$ -конфигурации смешиваются с дипольным состоянием, что приводит к сильному расщеплению ДГР. Однако этот механизм накопления решает главную проблему — смещает вилкинсоновский резонанс в нужную по энергии область.

Стартовым приближением для современной трактовки ДГР является ПХФ (приближение хаотических фаз, или RPA) для частично-дырочных степеней свободы [14, 15]. Наиболее простой вид ПХФ принимает в магических ядрах, поэтому мы ограничимся рассмотрением этих ядер. Для магических ядер ПХФ-уравнение для «волновой функции» $\chi_s(1, 1') = \langle a_1^+ a_1 0 | s \rangle$, где $1, 1' = h, p$, имеет вид

$$[\omega_s - (\varepsilon_1 - \varepsilon_{1'})] \chi_s(1, 1') = (n_{1'} - n_1) \sum_{22'} \langle 11' | V | 22' \rangle \chi_s(22'). \quad (2)$$

Здесь ω_s — энергия (частота) уровня s , $\varepsilon_{1,1'}$ — энергии частиц и дырок (для определенности отсчитываемые от поверхности Ферми магического ядра), $n_{1,1'}$ — числа заполнения одночастичных состояний $1, 1'$, $n = 1, 0$ для состояний, соответственно, ниже и выше поверхности Ферми. Очень важными величинами в (2) являются частично-дырочные амплитуды $\langle 11' | V | 22' \rangle$. Для ориентировки мы будем иметь в виду параметризацию частично-дырочного взаимодействия в теории ферми-жидкости [14], которая в координатном представлении имеет вид

$$V_{ph}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) C^{-1} [f + f' \tau_1 \tau_2 + (g + g' \sigma_1 \sigma_2) \tau_1 \tau_2], \quad (3)$$

где σ, τ — спиновые и изотопические матрицы Паули, f, f', g, g' — физические константы, определяющие интенсивность ph -взаимодействия в том или ином частично-дырочном канале (изоскалярном, изовекторном и т.д.) и C^{-1} — нормировочная константа, имеющая смысл плотности однонуклонных состояний на поверхности Ферми:

$$C^{-1} = \frac{dN}{dE_F} = \frac{4m^* k_F}{2\pi^2}, \quad (4)$$

где m^* — эффективная масса нуклона, k_F — импульс Ферми.

Уравнение (2) справедливо для случая как дискретного спектра, так и непрерывного. В последнем случае асимптотика решений должна содержать плоские волны плюс сходящиеся волны [16].

Для иллюстрации возможностей подходов, основанных на решении уравнения (2), на рис. 2 представлены сечения поглощения фотонов в ядре ^{208}Pb , рассчитанные в приближении дискретного (столбики) и непрерывного спектров. Сравнив это с экспериментом, представленным на рис. 3, можно видеть, что частично-дырочная теория ДГР способна легко объяснить положение ДГР, но сталкивается с серьезными трудностями при интерпретации его ширины.

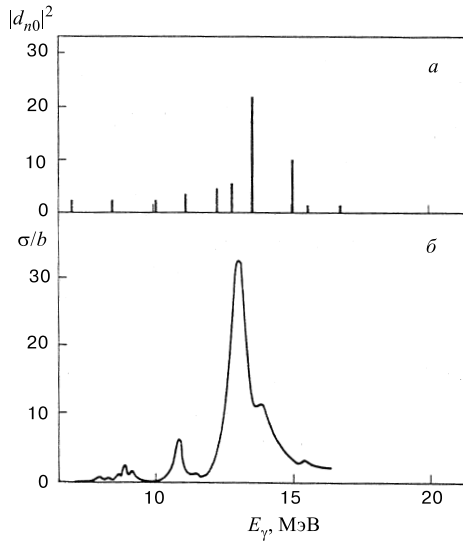


Рис. 2. Распределение по энергии возбуждения E^* квадрата переходного матричного элемента от дипольного оператора (а) в приближении ПХФ и зависимость от E_γ сечения поглощения γ -квантов в приближении ПХФ с континуумом (б)

дает большое число конфигураций типа $2p2h$, которые остаточным взаимодействием связываются с частично-дырочным ДГР. По золотому правилу Ферми [17] можно получить оценку ширины затухания Γ , обусловленную передачей частично-дырочной энергии в энергию $2p2h$ -степеней свободы:

$$\Gamma = 2\pi \overline{|\langle 2p2h | V | D \rangle|^2} \rho, \quad (5)$$

Чтобы решить проблему ширины ДГР, Гольдхабер и Теллер вынуждены были в их модели протон-нейтронных коллективных колебаний просто ввести некоторое ядерное трение (затухание). Природа этого трения, т.е. те степени свободы, в которые перекачивается ph -энергия, была, однако, не ясна. Очевидно, что в рамках оболочечного подхода так уже поступать нельзя, поскольку в нашем распоряжении имеются все нуклонные степени свободы ядра.

Впервые проблема ширины ДГР в рамках оболочечного подхода обсуждалась в работах [17, 18]. Последующие исследования [19–21] окончательно решили этот вопрос.

В концептуальном плане проблема ширины ДГР решается следующим образом. В основе ДГР лежат ph -состояния. Однако при $E_{\text{ДГР}} (\approx 15 \text{ МэВ в тяжелых ядрах})$ оболочечная модель предсказывает

где $|\langle 2p2h | V | D \rangle|^2$ — среднеквадратичный матричный элемент взаимодействия когерентного дипольного состояния с $2p2h$ -конфигурациями, ρ — плотность $2p2h$ -конфигураций.

Количественно и более последовательно вопрос о ширине ДГР решается в ВПХФ (втором ПХФ), отличающемся от ПХФ явным учетом конфигураций $2p2h$ [19–21]. Не вдаваясь в детали, которые могут быть найдены в работах [19–21], укажем, что в ВПХФ для ПХФ-уровня s получается более детализованное распределение интенсивности переходов, которое задается шириной Γ_s , зависящей от энергии возбуждения ω ядра:

$$\Gamma_s = 2\pi \sum_{2p2h} \frac{|\langle 2p2h | V | s \rangle|^2}{(\omega - \varepsilon_{2p2h})^2 + (I/2)^2}, \quad (6)$$

где I — энергетический интервал усреднения по $2p2h$ -состояниям, ε_{2p2h} — энергии этих состояний. На рис. 3 представлены результаты такого типа расчетов для ядра ^{208}Pb в сравнении с экспериментальными данными, из которых следует, что в настоящее время механизм трения ДГР понимается, по-видимому, правильно. В связи с рис. 3 интересно отметить явление сдвига ДГР в область более высоких частот при включении взаимодействия ph -конфигураций с более сложными степенями свободы. Это обусловлено тем, что плотность $2p2h$ -состояний увеличивается с ростом энергии возбуждения ядра. Однако есть целый ряд работ [22, 23], начиная с известной работы Балашова и Чернова [22], где указанный сдвиг отсутствует. Нужна дальнейшая работа над этим вопросом.

Дальнейшее развитие ВПХФ можно найти в работах [24, 25].

Важной проблемой ДГР является интерпретация нуклонных энергетических спектров. Характерная для коллективных моделей концепция статичности спектров в приближениях, стартующих с коллективных степеней свободы, в настоящее время заменилась более сложной картиной распада со-

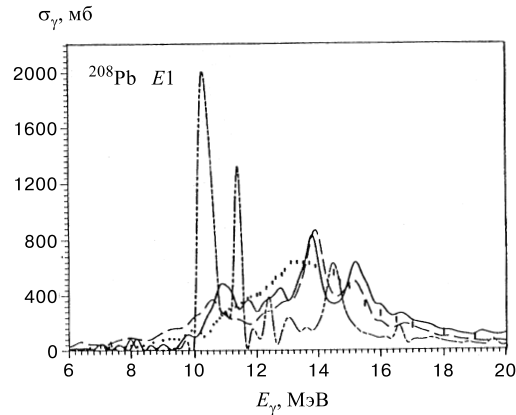


Рис. 3. Экспериментальные (точки) и рассчитанные в разных приближениях сечения σ_γ (в мб) поглощения γ -квантов ядром ^{208}Pb в зависимости от их энергии E_γ . Штрихпунктирная кривая — ПХФ с континуумом, сплошная — расчет с учетом $2p2h$ -состояний и континуума в наиболее полной модели [23, 25]

стояний ДГР. Главная особенность новой «оболочечной» концепции состоит в том, что распад состояний ДГР может с заметной вероятностью осуществляться на неравновесных стадиях протекания реакции фоторасщепления [26]. Наиболее четко идентифицируемая стадия — это стадия упоминавшегося ранее полупрямого распада. Полупрямые фотонуклоны — это такие фотонуклоны, которые покидают ядро из частично-дырочных конфигураций, непосредственно возбуждаемых γ -квантами. В работах [27, 28] для тяжелых ядер были развиты современные методы теоретического расчета этого эффекта, физика которого была понятна уже на протяжении многих лет.

До сих пор наше обсуждение относилось к ядрам с заполненными оболочками. Между тем подавляющее большинство ядер суть ядра с незаполненными оболочками, и возникает вопрос о соотношении современной теории, рассмотренной нами на концептуальном уровне для магических ядер, с реальностью. Общее утверждение состоит в следующем: в сферических средних и тяжелых ядрах незаполненность оболочек сказывается на свойствах ДГР относительно слабо. В несферических ядрах (которые также относятся к типу ядер с незаполненными оболочками) изменяется характер среднего поля и ПХФ-резонанс приобретает новые качественные особенности. Изменяется

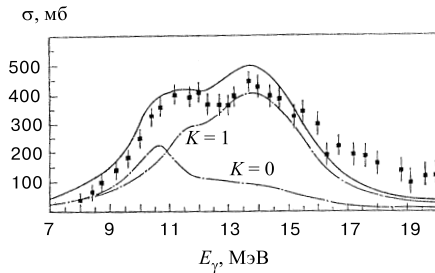


Рис. 4. Сечения поглощения γ -квантов ядром ^{238}U . Точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет в приближении ПХФ, штрихпунктирные кривые соответствуют поглощению с возбуждением состояний с $K = 0$ и 1 [29]

также природа затухания ДГР. Наконец, в легких ядрах (мы относим к ним ядра с $Z \leq 30$) возникает качественно новая ситуация, и фактически нужно говорить о новой форме гигантского дипольного резонанса — ДГР с конфигурационным расщеплением. Замечательной особенностью ДГР сильно деформированных ядер является то, что ширина ДГР почти целиком обусловлена затуханием Ландау, т.е. взаимодействием ph -состояний с большими дипольными амплитудами с ph -состояниями, непосредственно не возбуждающимися под действием дипольного оператора. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 4 показана зависимость от энергии E_γ сечения поглощения γ -квантов в ядре ^{238}U , рассчитанная в ПХФ [29] в сравнении с экспериментальными данными.

В заключение нашего краткого экскурса в проблематику ДГР рассмотрим коротко некоторые концептуальные вопросы частично-дырочного взаимодействия V_{ph} . Наше стартовое приближение — V_{ph} теории ферми-жидкости [14]. В этой теории V_{ph} при анализе процессов вблизи поверхности Ферми

также природа затухания ДГР. Наконец, в легких ядрах (мы относим к ним ядра с $Z \leq 30$) возникает качественно новая ситуация, и фактически нужно говорить о новой форме гигантского дипольного резонанса — ДГР с конфигурационным расщеплением. Замечательной особенностью ДГР сильно деформированных ядер является то, что ширина ДГР почти целиком обусловлена затуханием Ландау, т.е. взаимодействием ph -состояний с большими дипольными амплитудами с ph -состояниями, непосредственно не возбуждающимися под действием дипольного оператора. Для иллю-

не зависит от импульса и, следовательно, с точностью до расстояний порядка $1/k_F$ в координатном представлении может считаться δ -функцией (k_F — импульс нуклона на поверхности Ферми). Эта первоначальная концепция δ -образного взаимодействия в последующие годы испытала ряд модификаций. Во-первых, А.Б.Мигдалом в константы f, f' ... была введена зависимость от плотности нуклонов. В результате возникла необходимость различать внешние и внутренние константы, например $f^{\text{in}}, f^{\text{out}}$. Во-вторых, для интерпретации зарядово-обменных процессов (p, n) и свойств магнитных переходов [30, 31] при больших переданных импульсах оказалось необходимым явно выделить из констант ферми-жидкости вклады пионов и ρ -мезонов. Замечательно при этом, что не требовалось никаких специфически многотельных эффектов при переходе из частичного канала в частично-дырочный. В результате, например, частично-дырочное взаимодействие в спин-изоспиновом канале $\sigma_1\sigma_2\tau_1\tau_2$ имеет вид

$$V_{\sigma\tau} \propto g'\sigma_1\sigma_2\tau_1\tau_2 + V_\pi + V_\rho, \quad (7)$$

где

$$V_\pi = J_\pi \frac{(\sigma_1 \mathbf{q})(\sigma_2 \mathbf{q})}{\omega^2 - \mathbf{q}^2 - m_\pi^2} \tau_1 \tau_2, \quad V_\rho = J_\rho \frac{(\sigma_1 \times \mathbf{q})(\sigma_2 \times \mathbf{q})}{\omega^2 - \mathbf{q}^2 - m_\rho^2} \tau_1 \tau_2, \quad (8)$$

$J_{\pi,\rho}$ — интенсивности взаимодействия в единицах C^{-1} (см. (3)), ω, \mathbf{q} — передаваемые энергия и импульс.

Учет короткодействующего отталкивания, возникающего за счет обмена ω -мезоном, исключает δ -образные (в координатном представлении) части из $V_{\pi,\rho}$ и модифицирует эти функции на средних расстояниях. В результате оказывается, что за счет только этого возникает эффективная константа g' , составляющая примерно 70% от определяемой из эксперимента. Оставшиеся 30%, видимо, следует отнести на счет мигдаловских многотельных эффектов. Концепция одномезонной природы частично-дырочного взаимодействия была также использована для интерпретации «из первых принципов» величин констант f, f' . В рамках подразумеваемой нами G -матричной теории остаточного взаимодействия [30, 31] серьезные сложности возникают только при интерпретации константы f . В этом случае G -матричный подход на основе однобозонного NN -потенциала дает значение $f \approx -1,17$, которое противоречит условию стабильности ядра и эмпирическому значению $f \approx 0$. Естественно отнести столь сильное расхождение к пренебрежению важными многотельными эффектами. Такие многотельные эффекты были найдены при анализе обменной (в G -матричной теории) части ph -взаимодействия. В отсутствие многотельных эффектов при переходе из NN - в ph -канал V_{ph} должно равняться сумме двух первых диаграмм на рис. 5. Однако без нарушения неприводимости обменная диаграмма допускает вклад диаграмм поляризации ядерной материи. Поэтому V_{ph} должно равняться всей совокупности

диаграмм, изображенных на рис. 5. Учет этих поляризационных поправок уменьшил константу f до значения $-0,28$, что уже не так резко, как ранее, противоречит наблюдаемой величине $f \approx (0 \pm 0,2)$. Таким образом, можно, видимо, утверждать, что в настоящее время мигдаловские константы в основном интерпретированы в терминах фундаментального пустотного NN -взаимодействия. При этом интересно отметить, что нетривиальные многотельные эффекты, на которых настаивал Мигдал, являются существенными только при нахождении константы f .

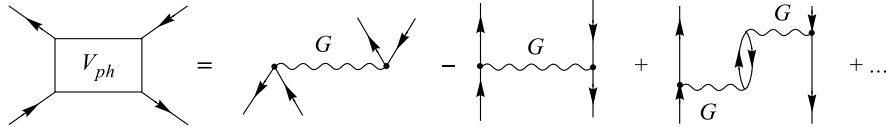


Рис. 5. Частично-дырочное взаимодействие V_{ph} , рассчитанное в терминах нуклон-нуклонной G -матрицы [31]. Первые две диаграммы справа соответствуют тривиальному переходу из NN -канала в ph -канал. С третьей диаграммы начинается учет нетривиальных поляризационных многотельных эффектов

В практических расчетах часто встречается эффективное ph -взаимодействие других типов. Широко используются мультиполь-мультипольные силы [15, 23] и скирмовское взаимодействие [32]. Скирмовское взаимодействие можно рассматривать как упрощенный вариант G -матрицы.

Теория ДГР является своеобразной стартовой моделью при анализе проблематики других резонансов, отличных от электрического дипольного. На качественном уровне формирование ДГР обусловлено диполь-дипольной частью частично-дырочного взаимодействия. Однако взаимодействие (3) содержит много мультиполей. Поэтому следует ожидать формирования в ядрах множества других гигантских резонансов. Эти теоретические ожидания, разумеется, необходимо было подтвердить в экспериментах, что оказалось совсем не простым делом. И только теперь, спустя пару десятилетий после начала экспериментальной работы по идентификации ГР, мы имеем определенную ясность в этих вопросах.

В настоящее время экспериментально четко идентифицированы и теоретически в основных чертах поняты монопольный, квадрупольный и октупольный электрические резонансы, магнитный резонанс и ряд спиновых резонансов — гамов-теллеровский, спин-дипольный и спин-квадрупольный резонансы. Подробную информацию о них можно найти в ряде обзоров (см., например, [33] и цитированную там литературу). Здесь же, во-первых, мы только отметим, что заряженные спиновые резонансы были теоретически предсказаны [34, 35] при анализе μ -захвата в ядрах. Позднее эксперимент полностью подтвердил это предсказание [36]. Во-вторых, коротко обсудим одну особенность квадрупольных и октупольных резонансов, родственную

анализируемому далее конфигурационному расщеплению ДГР. Для определенности будем иметь в виду «эталонное» ядро ^{208}Pb .

Основные квадрупольные переходы в этом ядре возникают за счет перемещения нуклонов из заполненных оболочек $5\hbar\omega_0$ и $6\hbar\omega_0$ в свободные оболочки $7\hbar\omega_0$ и $8\hbar\omega_0$. Обозначение $5\hbar\omega_0\dots$ имеет чисто классификационный смысл — это пятая осцилляторная оболочка среднего поля. Наряду с переходами через две оболочки имеются несколько слабых переходов типа $0\hbar\omega$, т.е. переходов $1h_{11/2} \rightarrow 1h_{9/2}$, $1i_{3/2} \rightarrow 1i_{11/2}$, $1f_{11/2} \rightarrow 2f_{7/2}$ между состояниями одной и той же осцилляторной оболочки. Таким образом, в нулевом приближении имеется две группы переходов — слабая в области 4–5 МэВ и сильная (гигантский квадрупольный резонанс) — в области 15 МэВ.

Будем, далее, иметь в виду изоскалярную ветвь переходов. Остаточное взаимодействие перекачивает часть квадрупольных переходов в область 4–5 МэВ, значительно усиливая ее. Однако единое когерентное состояние не формируется. Здесь мы видим четкое проявление эффектов оболочечной структуры ядра. Аналогичная ситуация имеет место в октупольных переходах. Октупольные переходы возникают за счет перемещения нуклонов из заполненной в следующую (тип $1\hbar\omega_0$) и оболочку, расположенную через три маговых просвета (тип $3\hbar\omega_0$). Остаточное взаимодействие не может образовать из этих переходов единого коллективного октупольного состояния. В результате изоскалярный октупольный резонанс в ядре ^{208}Pb должен реализоваться в виде двух «резонансов». Один из них ($1\hbar\omega_0$) вырождается в связанное коллективное состояние 3^- с энергией 2,6 МэВ, которое оказывается первым возбужденным состоянием ядра ^{208}Pb и согласно обычной терминологии не является резонансом. Вторая ветвь ($3\hbar\omega$) должна располагаться при значительно более высокой энергии.

Изложив «канонические» взгляды на формирование ГР в ядрах, перейдем к рассмотрению особенностей формирования ГР в легких ядрах ($Z < 30$). Главной чертой ГР в легких ядрах является фактор конфигурационного расщепления, т.е. сильное расщепление по энергии основных ph -конфигураций, несущих основные дипольные переходы. Это расщепление является очень большим (20 ÷ 30 МэВ) в ядрах $1p$ -оболочки, большим (10 ÷ 15 МэВ) в ядрах $2s2d$ -оболочки и значительным (~ 6 МэВ) в ядрах середины $3p3f$ -оболочки.

2. СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНАЯ СИММЕТРИЯ И СТРУКТУРА ДГР У ЯДЕР $1p$ -ОБОЛОЧКИ

У ядер p -оболочки обменное NN -взаимодействие Майорана

$$V_{12} = -V(r)\hat{P}_{12}, \quad (9)$$

где \hat{P}_{12} — оператор обмена пространственных координат, очень сильно влияет на характер A -зависимости энергии связи и вид спектров возбуждения. Оно вызывает, например, такие яркие особенности: у ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$ низшие уровни с $T = 1$ лежат очень высоко при энергиях возбуждения $E^* > 12$ МэВ, так что ядро ${}^8\text{Be}$ не связано в канале $\alpha + \alpha$ и т.д. Математически большая роль взаимодействия (9) выражается в том [37], что вводится специфическое квантовое число $\{f\} = \{f_1 f_2 \dots f_4\}$, $f_1 \geq f_2 \geq f_3 \geq f_4$, $\sum_i f_i = A$ — схема Юнга для пространственной части волновой функции ядра A , которое характеризует, сколько в данном состоянии ядра симметричных и сколько антисимметричных по отношению к перестановкам пространственных координат пар нуклонов. Это квантовое число характеризует неприводимое представление группы перестановок S_n . Мощные силы Майорана, соответствующие притяжению в симметричных парах и отталкиванию в антисимметричных, приводят к сильному расщеплению уровней по схемам Юнга, которое отвечает, в частности, и за указанное высокое положение уровней с $T = 1$ у ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$. Структуру легких ядер, описываемую оболочечными конфигурациями с квантовыми числами $\{f\}LSTJ$, называют супермультиплетной, имея в виду, что по сравнению с мультиплетами LSJ у многоэлектронных атомов добавляются новые квантовые числа $\{f\}$ и T . Важной предпосылкой существования супермультиплетной структуры у многих ядер p -оболочки является то, что спин-орбитальное взаимодействие нуклонов играет здесь подчиненную роль.

Имея в виду, что полная волновая функция ядра A является антисимметричной, мы вводим [37] для спин-изоспиновой части этой волновой функции перестановочную симметрию $\{\tilde{f}\}$, сопряженную схеме Юнга $\{f\}$, т.е. спин-изоспиновая часть ядра A характеризуется квантовыми числами $\{\tilde{f}\}ST$. В этом пространстве группа перестановок изоморфна группе SU_4 , и поэтому супермультиплетную симметрию легких ядер называют также SU_4 -симметрией с квантовыми числами $\{\tilde{f}\}ST$.

Будем считать сначала, что энергии уровней можно оценивать в «диагональном» по конфигурации приближении, т.е. как средние значения оболочечного гамильтониана по фиксированным оболочечным конфигурациям. Обозначив через \bar{V} среднюю интенсивность парного майорановского взаимодействия, получим для оператора полного майорановского взаимодействия

$$\hat{M} = -\hat{V} \sum_{i < j} \hat{P}_{ij}. \quad (10)$$

Оператор $\sum_{i < j} \hat{P}_{ij}$ является инвариантом группы перестановок пространственных координат нуклонов (т.е. оператором Казимира этой группы). Собственные значения этого оператора для представления $\{f\}$ даются формулой

$$\langle \{f\} | \sum_{i < j} \hat{P}_{ij} | \{f\} \rangle = \frac{1}{2} [f_1(f_1 - 1) + f_2(f_2 - 3) + \dots]. \quad (11)$$

Состояния, принадлежащие различным схемам Юнга, разделяются большим энергетическим интервалом. Проиллюстрируем это на примере ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$. В ${}^6\text{Li}$ уровни со схемой Юнга $\{42\}$ и конфигурацией $0s^4 1p^2$, а в ${}^7\text{Li}$ — со схемой $\{43\}$ и конфигурацией $0s^4 1p^3$ находятся, как показывают оболочечные расчеты [38], в энергетическом интервале $0 \div 6$ МэВ (энергия отсчитывается от основного состояния). Уровни же ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ со схемами Юнга $\{411\}$ и $\{421\}$ находятся в области $10 \div 20$ МэВ! Аналогичная ситуация имеет место и в других ядрах $1p$ -оболочки.

Наиболее сильные и устойчивые эффекты супермультиплетного расщепления возникают при таких изменениях схем Юнга, когда в них уменьшается число «четворок». Явления, связанные с изменением числа «четворок» в схеме Юнга, получили название эффектов «счетверения» [39]. Проиллюстрируем существование этого эффекта на примере ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$. Основные состояния этих ядер принадлежат схемам Юнга $\{44\}$ и $\{444\}$. Изоспин этих состояний должен равняться нулю (все нуклоны счетверены). Состояния, возникающие при разрушении четверок, т.е. состояния со схемами Юнга $\{431\}$ и $\{4431\}$, могут иметь изоспин $T = 1$ и, как показывает спектроскопия, находятся при энергиях $E^* \geq 15 - 16$ МэВ. Эта величина является характерной энергией счетверения для всех ядер $1p$ -оболочки.

Проследим теперь на качественном уровне, как проявляются эффекты супермультиплетного расщепления в ДГР. Заметим предварительно, что одночастичные операторы могут вызывать переходы как с изменением схемы Юнга, так и без изменения. Коэффициенты Клебша — Гордана группы перестановок таковы, что переходы с изменением схемы Юнга оказываются значительно более интенсивными. Начнем снова с легчайших ядер $1p$ -оболочки — ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. В этих ядрах ДГР формируется следующими конфигурациями:

$$\begin{aligned} {}^6\text{Li} & \begin{cases} 0s^4 1p(2s2d)\{411\} \\ 0s^3 1p^3\{33\} \\ 0s^3 1p^3\{321\} \end{cases} \\ {}^7\text{Li} & \begin{cases} 0s^4 1p(2s2d)\{43\}\{421\} \\ 0s^3 1p^4\{43\} \\ 0s^3 1p^4\{331\}. \end{cases} \end{aligned} \quad (12)$$

Согласно сказанному ранее, энергии возбуждения конфигураций $0s^3 1p^3\{33\}$ в ${}^6\text{Li}$ и $0s^3 1p^4\{331\}$ в ${}^7\text{Li}$ должны быть значительно (примерно на 10 МэВ) больше энергий конфигураций $0s^4 1p^2(2s2d)\{411\}$, $0s^4 1p^2(2s2d)\{43\}$, $\{421\}$, $0s^3 1p^4\{43\}$. Некоторый дополнительный разброс в энергиях конфигураций для ${}^6\text{Li}$ связан с тем, что работают две схемы Юнга — $\{321\}$ и $\{33\}$.

В результате следует ожидать, что в изотопах Li поглощение γ -квантов, связанное с различными конфигурациями, должно быть сконцентрировано в различных областях энергий, представленных в табл. 1. Это давнее предсказание

Таблица 1. Энергии возбужденных состояний ядер $^{6,7}\text{Li}$ с разными схемами Юнга

Область энергий, МэВ	Схемы Юнга возбужденных конфигураций
10 ÷ 15	{411}, {43}
15 ÷ 20	{33}, {421}
25 ÷ 35	{321}, {331}

[39, 40] огромного расщепления ДГР по возбужденным конфигурациям типа $s^4p^1(2s2d)\{411\}$ и $s^3p^3\{321\}$ у ядра ^6Li , $s^4p^2(2s2d)\{43\}$ и $s^3p^3\{331\}$ у ядра ^7Li , $s^4p^4(2s2d)\{441\}$ и $s^3p^6\{4311\}$ у ядра ^9Be было затем в полной мере

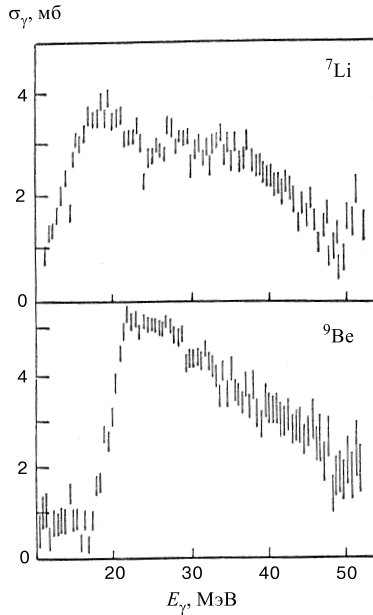


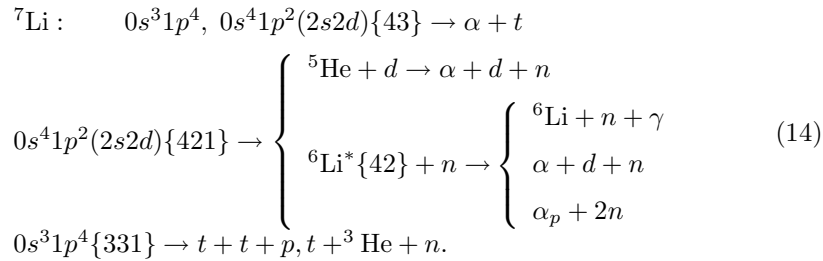
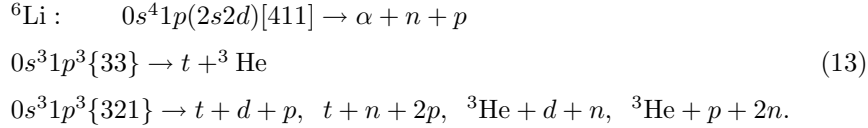
Рис. 6. Полные сечения поглощения γ -квантов на ядрах ^7Li , ^9Be [41]

подтверждено экспериментальными данными [41] по полному фотопоглощению на ядрах ^7Li и ^9Be (рис. 6), где аномально широкая область поглощения показывает, что конфигурационное расщепление (КР) составляет не 15 ÷ 20 МэВ, как ранее оценивалось [39, 40], а 30 МэВ, вследствие большой внутренней ширины $0s$ -дырок. Оно очень значительно и для более тяжелых ядер p -оболочки [2], существенно для ядер $2s2d$ -оболочки [2, 3], обнаруживается у ядер $3p3f$ -оболочки (см. ниже), однако не в таком большом масштабе, как на рис. 6.

Мы пришли к концепции КР [39, 40] на основе экспериментальных данных о реакциях квазиупругого выбивания протонов в реакциях $(p, 2p)$ и $(e, e'p)$ из разных оболочек ядра. Они появились в начале 60-х годов, и современное состояние вопроса отражено в работах [42, 44].

Эти данные обнаружили аномально большие сдвиги энергии связи нуклонов во внутренних оболочках. Эта аномалия теперь интерпретируется как проявление существенной нелокальности потенциала нуклон-ядро [43].

Поскольку распадные свойства ДГР в легких ядрах определяются в значительной степени непосредственно возбуждаемыми γ -квантами конфигурациями, то правила перемножения схем Юнга [37] диктуют предпочтительные типы распадов ДГР в изотопах лития ${}^6,7\text{Li}$:



Для большей наглядности основные типы распадов ядра ${}^6\text{Li}$, как они ранее представлялись [2, 3], в схематичном виде изображены на рис. 7. Наиболее ярким свойством ДГР у ядер ${}^6,7\text{Li}$ должна быть большая вероятность распада по каналам $\alpha + t$, ${}^3\text{He} + t$ и «звездным», т.е. многочастичным каналам, соответствующим разным частям полосы дипольного поглощения с разными схемами Юнга.

Анализ экспериментальных данных [45, 46] качественно подтверждает существование широкой полосы дипольного поглощения при энергиях $E_\gamma \geq 25$ МэВ с многочастичным распадом, однако для количественного теоретического описания нужно учесть при распаде, например, ${}^6\text{Li}^*\{321\} \rightarrow t + d + p$ сильные парные взаимодействия подсистем в конечном состоянии. На рис. 8 представлена оцененная по результатам нескольких экспериментов с неполной кинематикой E_γ -зависимость сечения

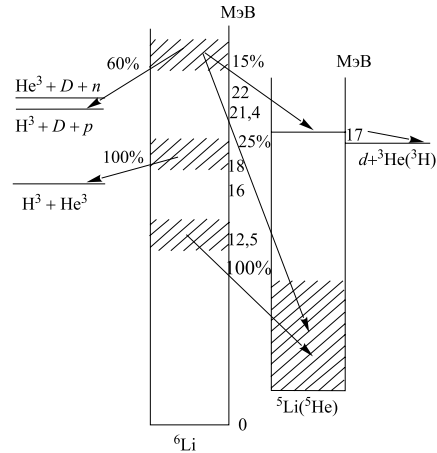


Рис. 7. Схематичная картина возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$ под действием γ -квантов и его последующего распада, рассчитанная в диагональном приближении

процесса ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow t + d + p$ [46]. Левый яркий максимум $E_\gamma \sim 25$ МэВ вблизи порога, как показывает кинематический анализ [45, 46], связан с сильным взаимодействием $t+d$ и $d+p$ в конечном состоянии, т.е. в основном сводится к поглощению на подсистеме ${}^5\text{He}$ (протон-наблюдатель) и ${}^3\text{He}$ (тритон-наблюдатель). Правее, в области энергий фотонов $27 \div 45$ МэВ, мы имеем дело уже с квазиальфа-частичным механизмом реакции ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow t + d + p$, т.е. с фотопоглощением на подсистеме $t+p$ с дейтроном-наблюдателем.

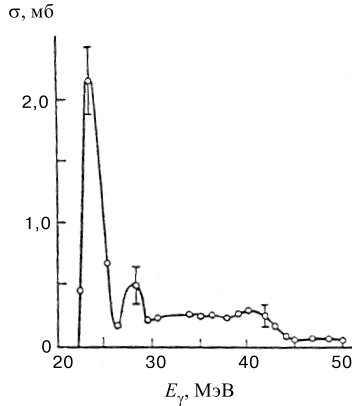


Рис. 8. Сечение реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow t + d + p$ в зависимости от энергии E_γ γ -квантов [46]

трехтелесных задач можно использовать приближение сепарабельных осциллирующих парных потенциалов [47], и тогда вычисление матричного элемента электромагнитного перехода между начальным и конечным состояниями представит уже обозримую задачу. К сожалению, для ядра ${}^7\text{Li}$ каналы ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow t + t + p$ и $h + t + n$ с соответствующими подсистемами $h+t$, $t+p$ и т.д. не выделены, тогда как канал ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow \alpha + t$ детально исследован до энергий $E_\gamma = 70$ МэВ [48] (см. ниже). Тем не менее, данные о E_γ -зависимости полного сечения [41] (рис. 6) качественно показывают, что указанные переходы типа $|s^4 p^3 \{43\}^{22} P_{3/2}\rangle \rightarrow |s^3 p^4 \{331\}^{24} (S + P + D)_{1/2, 3/2, 5/2}\rangle$ играют очень существенную роль и, как и для ${}^6\text{Li}$, благодаря им ДГР простирается до энергий $E_\gamma \sim 45$ МэВ.

Хорошим тестом рассматриваемой теории может служить также фоторасщепление ядра ${}^9\text{Be}$. Основное состояние этого ядра имеет конфигурацию $0s^4 1p^5 \{441\}$. В переходах из валентной оболочки $1p$ в незаполненную $2s2d$ (группа А) возбуждаются конфигурации $0s^4 1p^4 (2s2d)$ со схемами Юнга $\{441\}$ и $\{432\}$, $\{4311\}$. Согласно сказанному выше, состояния группы А со схемами Юнга $\{441\}$ и $\{432\}$, $\{4311\}$ разделены энергетическим интервалом, равным

Таким образом, подгруппа переходов ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow t + d + p$ раскрывает богатое физическое содержание трехкластерных систем, образующихся в конечном состоянии. Теоретически оно может быть отражено, например, решением уравнений Фаддеева для начального и конечного состояний. Начальное состояние — это ядро ${}^6\text{Li}$ как связанная система $\alpha + d$, описываемая глубоким αd -потенциалом [37], с α -частицей как подсистемой $t + p$, соответствующей симметрии $\{f\} = \{4\}$ и tp -потенциалу с этой симметрией (см. ниже). Конечное состояние — это система $t + d + p$ с симметриями $\{32\}$, $\{31\}$ и $\{21\}$ для пар td , tp и dp соответственно, что обуславливает и выбор потенциалов. Поскольку речь идет о малых энергиях взаимного движения, то при решении

$\sim 15 \div 16$ МэВ (эффект счетверения). Состояния группы Б (переходы из наружной замкнутой оболочки $0s$ в валентную $1p$) $s^3p^5\{432\}$ и $s^3p^5\{4311\}$ лежат на ~ 10 МэВ правее, чем $s^4p^4(2s2d)\{432\}$ и $s^4p^4(2s2d)\{4311\}$ (эффект глубокой дырки). В целом, набор состояний со схемами Юнга $\{432\}$, $\{4311\}$ формирует главный максимум ДГР в ${}^9\text{Be}$, расположенный, как мы видим на рис. 6, в области $20 \div 45$ МэВ, а состояния со схемами Юнга $\{441\}$ дают пигми-резонанс, хорошо видный в канале (γ, n) [41] (см. рис. 9). Пигми-резонанс, естественно, должен лежать при значительно более низких энергиях.

Показательными являются также распаднвые свойства ДГР у ядра ${}^9\text{Be}$. В конечном ядре ${}^8\text{Be}$ состояния со схемой Юнга $\{44\}$ занимают интервал $0 \div 15$ МэВ (у всех таких уровней изоспин равняется нулю). Первый уровень с изоспином $T = 1$ и, соответственно, схемой Юнга $\{431\}$ появляется при энергии 15 МэВ. Отсюда следует важный вывод о том, что распады главного максимума ДГР у ядра ${}^9\text{Be}$ ($E_\gamma = 20 \div 45$ МэВ) на низколежащие состояния ${}^8\text{Be}$ запрещены правилами отбора по схемам Юнга: из схем Юнга $\{432\}$ и $\{4311\}$ нельзя получить, отнимая один нуклон, схему $\{44\}$. Мы встречаемся здесь с общим свойством ДГР в ядрах $1p$ -оболочки — распад высокоэнергетичной части ДГР происходит в них преимущественно в высоковозбужденные состояния конечных ядер. Напротив, пигми-резонанс, который характеризуется схемой Юнга $\{441\}$, может распадаться на низколежащие (в частности, основное) состояния конечного ядра. Именно поэтому он виден в нейтронном канале.

Очень близким по своим супермультиплетным свойствам к рассмотренному ядру ${}^9\text{Be}$ является ядро ${}^{13}\text{C}$. Все, что было сказано относительно ${}^9\text{Be}$, справедливо и относительно этого ядра. Единственное, что нужно изменить формально, — это произвести замену в схемах Юнга: $\{441\} \rightarrow \{4441\}$ и т.д. Поэтому в ядре ${}^{13}\text{C}$, так же, как и в ${}^9\text{Be}$, должен существовать пигми-резонанс. Он хорошо виден на опыте (опять-таки в канале (γ, n)). Пигми-резонанс имеется также в ядрах ${}^{11}\text{B}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, в которых есть несчетверенные нуклоны (подробности см. в [2]). В ${}^{14}\text{N}$ также мог бы существовать пигми-резонанс, однако из-за того, что в этом ядре спин-орбитальное взаимодействие играет большую роль, эффект счетверения значительно менее выражен, чем в соседних нечетных ядрах. Это выражается в том, что остаточное взаимодействие сильно перемешивает состояния с разными схемами Юнга и в итоге образуется единый широкий максимум поглощения.

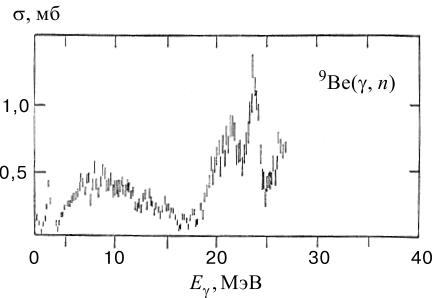


Рис. 9. Сечение реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$ в зависимости от энергии E_γ γ -кванта [41]

До сих пор мы пренебрегали остаточным взаимодействием и рассматривали супермультиплетные свойства ДГР в диагональном приближении. Остаточное, по отношению к этому диагональному приближению, взаимодействие, естественно, в определенной степени разрушит супермультиплетную структуру ядерных состояний. Однако многочисленные расчеты ДГР в ядрах $1p$ -оболочки в $1\hbar\omega$ -приближении [2, 3] показали, что супермультиплетная гросс-структура ДГР тем не менее сохраняется. В табл. 2, взятой из работы [3], приведены веса доминирующих компонент волновых функций основных состояний ядер $1p$ -оболочки. Как видно из этой таблицы, для основных состояний ядер $1p$ -оболочки с разумной точностью можно говорить о проявлении супермультиплетной структуры. Супермультиплетный состав возбужденных состояний, формирующих ДГР, специально не изучался. Однако имеются косвенные данные, не оставляющие сомнений в супермультиплетной гросс-структуре ДГР в ядрах $1p$ -оболочки. Мы ограничимся здесь только одним аргументом, основанным на сравнении ДГР в ядрах ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$. В ядре ${}^7\text{Li}$ максимум, расположенный в области 15 МэВ, обусловлен переходами $1p \rightarrow 2d$. В ядре ${}^9\text{Be}$, однако, максимум, связанный с переходами $1p \rightarrow 2d$, оказывается расположенным в области 25 МэВ. Естественное объяснение этого феномена сводится к следующему. В ядре ${}^9\text{Be}$ в $1p$ -оболочке имеются (в отличие от ${}^7\text{Li}$) счетверенные нуклоны. Главный максимум переходов $1p \rightarrow 2d$ связан с разрушением «четверки» и, следовательно, оказывается сильно смещенным вверх по энергии.

Таблица 2. Веса доминирующих компонент в волновой функции основного состояния ядер $1p$ -оболочки в LS -представлении (вариант гамильтониана с силами Розенфельда) [3]

Ядро	Основная компонента $[f]^{2T+1} 2S+1 L_J$	Вес, %
${}^7\text{Li}$	$[3]^{22}P_{3/2}$	97
${}^8\text{Be}$	$[4]^{11}S_0$	97
${}^9\text{Be}$	$[41]^{22}P_{3/2}$	81
${}^{10}\text{B}$	$[42]^{13}D_3$	64
${}^{11}\text{B}$	$[43]^{22}P_{3/2}$	41
	$[43]^{22}D_{3/2}$	32
${}^{12}\text{C}$	$[44]^{11}S_0$	71
${}^{13}\text{C}$	$[441]^{22}P_{1/2}$	64
${}^{14}\text{N}$	$[442]^{13}D^1$	90
${}^{14}\text{C}$	$[442]^{31}S_0$	56
	$[443]^{33}P_0$	44
${}^{15}\text{N}$	$[443]^{22}P_{1/2}$	100

В отличие от исследований $2s2d$ -оболочки (см. разд.3), для ядер $1p$ -оболочки до сих пор не получены спектры нуклонных распадов ДГР, так что экспериментальное разделение переходов группы А ($0s \rightarrow 1p$) и группы Б ($1p \rightarrow 2s2d$) не проведено. Поэтому мы продемонстрируем лишь соответствующий теоретический расчет нашего коллектива [2, 3], основанный на диагонализации гамильтониана многочастичной модели оболочек с $1\hbar\omega$ -возбуждением (рис.10). Здесь представлены результаты для большинства

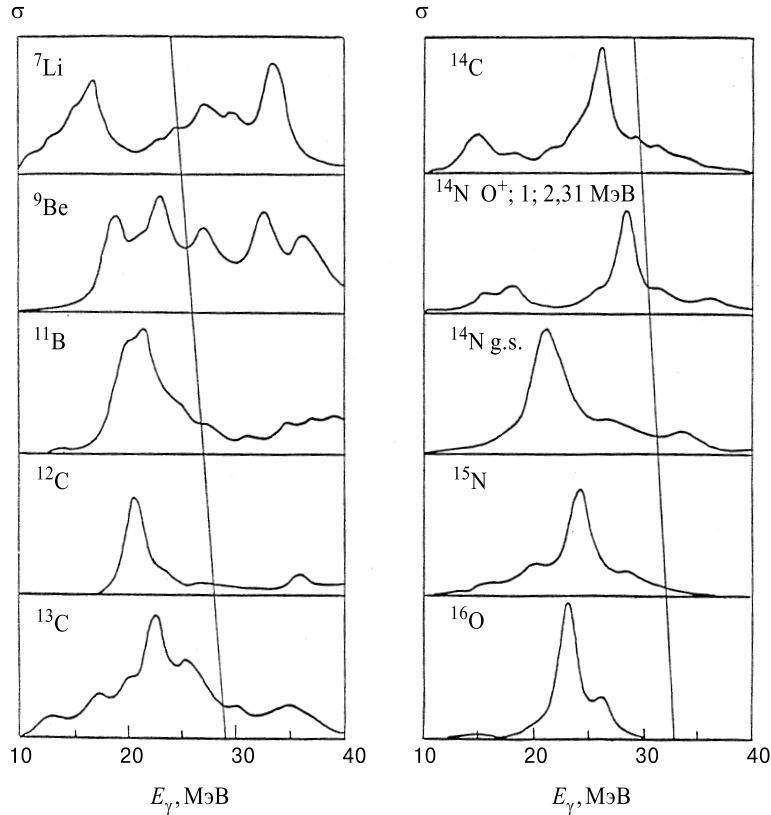


Рис. 10. Рассчитанные сечения поглощения γ -квантов ядрами $1p$ -оболочки [2]. Полученные в расчете «столбики» уширены по формуле Брейта-Вигнера с шириной $\Gamma = 2$ МэВ. Сплошная секущая линия разделяет переходы А (слева) и Б (справа)

ядер p -оболочки, и линия, пересекающая рисунок, разделяет переходы А и Б. Важно отметить, что эти далеко разнесенные друг от друга по энергии группы, по итогам наших исследований, смешиваются незначительно, еди-

ное дипольное состояние не образуется, и фактически здесь нужно говорить не о дипольном гигантском резонансе, а о полосе $E1$ -поглощения шириной $20 \div 30$ МэВ. Из сравнения с экспериментом на рис. 6 видно, что представленная на рис. 10 теория, не учитывающая внутренней ширины $0s$ -дырки, фактически даже недооценивает огромную ширину этой полосы, хотя, конечно, правильно схватывает главные ее черты (ведь ее основы были созданы до всех обсуждаемых здесь экспериментов). Площадь группы Б, естественно, уменьшается у ядер второй половины p -оболочки, т.к. уменьшается «число свободных мест» в ней.

Таким образом, из рис. 10 отчетливо видно, какое огромное влияние на структуру возбужденных состояний, формирующих ДГР, оказывает оболочечное строение ядра. Форма гигантского резонанса у ядер $1p$ -оболочки существенно зависит от заполненности этой оболочки. Указанное яркое явление и лежит в основе конфигурационного расщепления ДГР.

Предыдущее рассмотрение эффектов супермультиплетной структуры у ядер $1p$ -оболочки соответствовало главной теме обзора — анализу очень большого конфигурационного расщепления гигантских резонансов у легких ядер и особенностей распада отдельных групп переходов, на которые расщепляется резонанс. Между тем детальные исследования парциальных каналов распада состояний ДГР в более широком энергетическом диапазоне позволяют прояснить некоторые чрезвычайно интересные проблемы нуклон-нуклонного и кластер-кластерного потенциалов.

Выше упоминалось, что в низкоэнергетической части ДГР у ядра ${}^7\text{Li}$ при значениях $E_\gamma \approx 10$ МэВ есть группа переходов $s^4p^3\{43\} \rightarrow s^4p^2(2s2d)\{43\}$ (о проблемах исключения возбуждения центра масс см. в монографиях [37]) с двухкластерным распадом ${}^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha + t$ по строкам схемы Юнга $[f] = \{43\}$, характеризующая достаточно заметным сечением ~ 5 мб·МэВ. Оказалось, что очень продуктивным является исследование реакции ${}^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha + t$ не только в области ДГР, но и с далеким выходом за его пределы вплоть до энергий фотонов $E_\gamma \approx 60 \div 70$ МэВ [48]. (Похожий эксперимент был выполнен для реакции ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t + p$. Были исследованы также реакции $d + t(h) \rightarrow {}^5\text{He}({}^5\text{Li}) + \gamma$, ${}^3\text{H}({}^3\text{He}) + \gamma \rightarrow d + n(p)$, но, к сожалению, в гораздо более узких диапазонах энергии — см. ниже.) Такого рода данные, включающие и весьма жесткие фотоны, обладают (как было установлено в другом масштабе энергий и для NN -задачи [49]) высокой чувствительностью к свойствам кластер-кластерного потенциала вне энергетической поверхности и позволяют надежно различить глубокие притягивающие потенциалы с запрещенными состояниями [50] и потенциалы с отталкивающей сердцевиной.

Мы поясним концепцию притягивающего потенциала с запрещенными состояниями (ПЗС) на примере ядра ${}^8\text{Be}$. Основное состояние этого ядра описывается конфигурацией s^4p^4 со схемой Юнга $[f] = \{44\}$. Оказывается,

что в осцилляторном приближении волновая функция $s^4p^4\{44\}$ равняется антисимметризованному по нуклонам произведению волновых функций двух α -частичных кластеров и $4s$ -волновой функции $\Phi_{4s}(r)$ их относительного движения [37]:

$$\Psi_{s^4p^4[44]}(1, 2, \dots, 8) = A \{ \Psi_{\alpha}(1234) \Psi_{\alpha}(5678) \Phi_{4s}(r) \}. \quad (15)$$

Здесь $\Psi_{\alpha}(1234)$ — внутренняя осцилляторная волновая функция кластера, соответствующая конфигурации $0s^4$, r — относительная координата кластеров, \hat{A} — оператор антисимметризации.

Заметим, что α -кластеры в данном случае — это осцилляторные (т.е. построенные из осцилляторных функций) структуры с квантовыми числами α -частицы и что функция $\Phi_{4s}(r)$ имеет два радиальных узла.

В концептуальном плане утверждение (15) является очень важным. Оно означает, что две α -частицы проникают друг в друга, и принцип Паули не противоречит этому (в отличие от выводов ранних работ, основанных на адиабатической трактовке, которые приводили к отталкивающей сердцевине на месте наружного узла функции $\Phi_{4s}(r)$). Радиальные осцилляции этой функции в области перекрывания кластеров означают, что взаимодействие кластеров должно описываться глубоким α - α -потенциалом с дополнительным запретом состояний $0s$ и $2s2d$ [50]. Основное состояние $|s^4p^4[44]L=0, S=0, T=0\rangle$ ядра ${}^8\text{Be}$ является резонансным вблизипороговым α - α -состоянием $4s$ в этом потенциале, и потенциал должен описывать, естественно, все фазы α - α -рассеяния, их зависимость от энергии. Он был предложен в свое время в НИИЯФ МГУ в виде [50]:

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (16)$$

где $V_0 = -125$ МэВ, $R = 1,78$ фм, $a = 0,66$ фм, но несколько лучше описывает данные по α - α -рассеянию соответствующая гауссоида [50].

Указанная концепция легко обобщается на такие пары кластеров, как $\alpha-t$, $\alpha-d$ и $t-t(h)$, введением зависимости глубины потенциала от четности орбитального момента L взаимного движения кластеров (у системы α - α значения L четные).

Возвращаясь к реакции фоторасщепления ${}^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha + t$, приведем на рис. 11, 12 экспериментальные данные (см. [48] и более подробные ссылки там) и теоретические [51] результаты с потенциалами двух указанных выше типов: αt -потенциал притяжения ПЗС [50] был восстановлен по фазам рассеяния и по энергии связанного состояния, а отталкивающий потенциал [51] является суперсимметричным партнером притягивающего (см. разъяснения в [51]). На рис. 11 приведена E -зависимость сечения, а на рис. 12 — асимметрия Σ сечения реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, \alpha)t$ с поляризованными фотонами [48]:

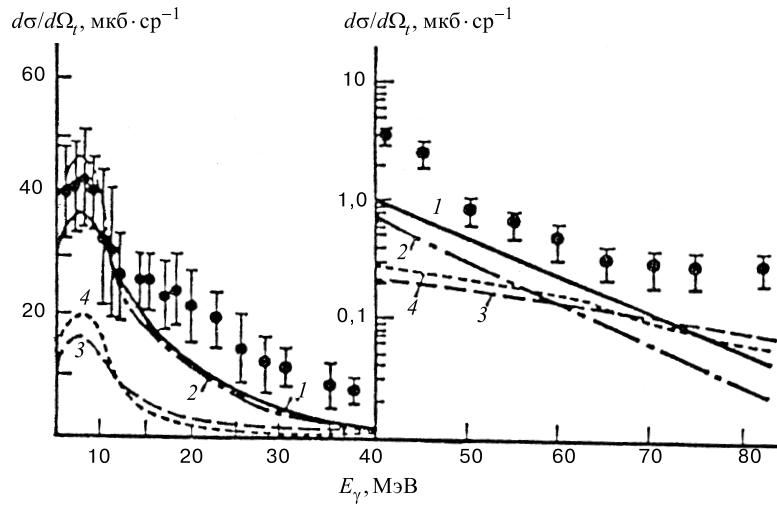


Рис. 11. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega_t$ реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ для угла вылета $\theta = 90^\circ$ [48]. Теоретические кривые 1 и 2 из работы [51] — глубокий αt -потенциал притяжения с запрещенными состояниями в форме Вудса-Саксона [50] и в форме гауссоиды [50] соответственно. Кривые 3 и 4 из той же работы — потенциалы с отталкивающим кором как суперсимметричные партнеры указанных выше потенциалов притяжения

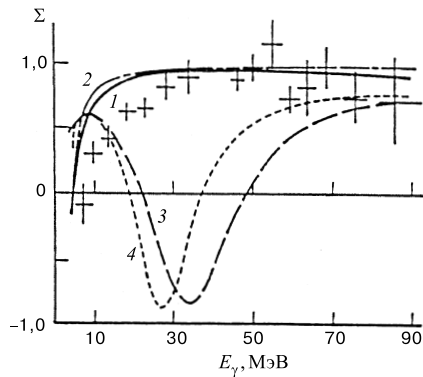


Рис. 12. Асимметрия Σ (определение — формула (17)) реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ при $\theta_t = 90^\circ$ в зависимости от энергии E_γ γ -квантов [48]. Теоретические кривые 1–4 из работы [51] соответствуют тем же потенциалам, что и на рис. 11

$$\Sigma = \frac{1}{P_\gamma} \frac{N_L - N_T}{N_L + N_T}, \quad (17)$$

где P_γ — поляризация пучка, отсчеты N_L соответствуют ориентации поляризации фотонов параллельно плоскости реакции, а N_T — перпендикулярно. Можно сделать вывод, что отталкивающий αt -потенциал совершенно не соответствует экспериментальным данным, а наш αt -потенциал [50] хорошо описывает как дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ при угле $\theta = 90^\circ$ в области гигантского резонанса, так и длинный «хвост» сечения до энергий $E_\gamma \sim 60$ МэВ. Кроме того, правильно передается [51] и энергетиче-

ская зависимость асимметрии Σ . Это означает, что αt -потенциал [50] имеет «правильный» ход градиента в зависимости от значения r , т.е. правильно описывает спин-орбитальное αt -взаимодействие. Теоретические результаты, приведенные на рис.11 и 12, получены с учетом αt -взаимодействия в конечном состоянии через соответствующий потенциал.

Переходя к парам с участием более легких кластеров, таким, как $d+p$, $d+d$, $t(h)+p$, $t(h)+d$, нужно учесть интересное осложнение, впервые отмеченное в наших работах [52]. В дипольном поглощении ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t+p$ и при радиационном захвате $d+t(h) \rightarrow {}^5\text{He}({}^5\text{Li}) + \gamma$, как известно, главную роль играют недиагональные по схемам Юнга переходы ($\{4\} \rightarrow \{31\}$ и $\{32\} \rightarrow \{41\}$). Это приводит к необходимости ввести зависимость потенциалов от схемы Юнга (эти потенциалы были введены в работах [52]). Например, в системе $d+t$ в каналах рассеяния с полным спином $S=1/2$ интерферируют амплитуды со схемами Юнга $\{f\} = \{32\}$ и $\{41\}$, и, опираясь на фазовый анализ, с учетом этого важного обстоятельства можно надежно восстановить эти зависящие от $\{f\}$ потенциалы [52]. Оказалось, что они сильно зависят от вида $\{f\}$. Поэтому, например, можно хорошо описать и сам гигантский резонанс ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t+p$, и его высокоэнергетичную часть потенциальной моделью $t+p$, но только при учете того обстоятельства, что tp -потенциалы $V^{\{4\}}(r)$ в начальном состоянии и $V^{\{31\}}(r)$ в

конечном состоянии существенно различаются! Прежде чем мы приведем соответствующие эксперименты и их анализ, полезно отметить, что здесь имеется хороший пример того, как активное использование свойств симметрии легчайших ядер раскрывает новые возможности такой простой в плане численной реализации модели, как потенциальная (оптическая) модель при должном ее обобщении. В итоге оказывается, что, например, уравнения Фаддеева–Якубовского для системы четырех нуклонов целесообразно исполь-

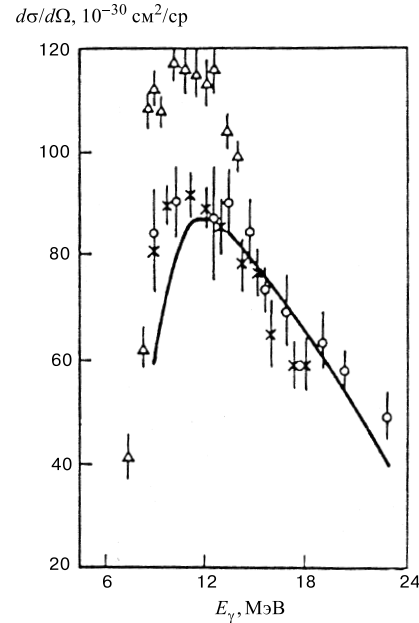


Рис. 13. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ реакции $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ под углом вылета протона $\theta = 90^\circ$ [54–57]. Теоретическая кривая здесь и на следующих рисунках — супермультиплетная потенциальная модель [52]. Потенциалы определены целиком по данным рассеяния

зывать не для того, чтобы очень громоздко рассчитывать фоторасщепление ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t + p$ (см. [53]), а для того, чтобы получить микроскопический tp -потенциал для разных значений $\{f\}$, на основе которого очень простым

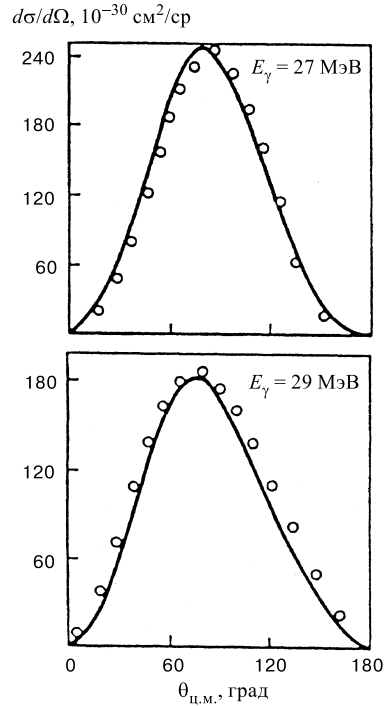


Рис. 14. Дифференциальное сечение реакции $\gamma + \alpha \rightarrow p + t$ при энергии γ -квантов $E_\gamma = 27$ и 29 МэВ. $\theta_{\text{ц.м.}}$ — угол разлета конечных частиц в системе центра масс. Теория — модель [52]

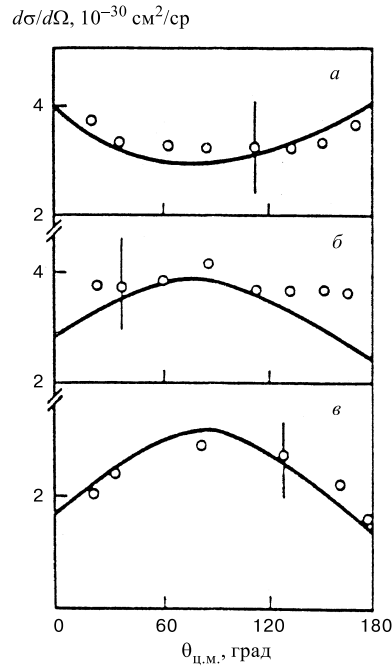


Рис. 15. Дифференциальное сечение реакции $d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$. Экспериментальные точки (рис. а, б, в) соответствуют энергии возбуждения ядра ${}^5\text{Li}$ $E = 19,9; 20,7$ и $23,2$ МэВ [58]. Теория — модель [52]

путем уже рассчитываются упругое рассеяние $t + p$, перезарядка $t + p \rightarrow h + n$ [52], обсуждаемые здесь фотоядерные реакции ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t(h) + p(n)$ и т.д. Иначе говоря, вводя $\{f\}$ -зависящие потенциалы взаимодействия легчайших кластеров, можно избежать «избыточного» использования очень громоздких в реализации общих уравнений системы n частиц, где, например, без необходимости для рассматриваемых нами вопросов учитываются во всех порядках короткодействующие NN -корреляции. На рис. 13–17 представлены экспериментальные данные о реакциях фоторасщепления (радиационного захвата)

$h+\gamma \rightarrow d+p$ [54–57], $d+h \rightarrow {}^5\text{Li}+\gamma$ [58], $\alpha+\gamma \rightarrow d+d$ [59] и $\alpha+\gamma \rightarrow t+p$ [60, 61] вместе с результатами нашей модели [52] $\{f\}$ -зависящих притягивающих кластер-кластерных потенциалов. Здесь наглядно иллюстрируется эффективность этой модели. В частности, отмечается такой нюанс, как «изменение знака кривизны» угловых распределений фотонов в реакции $t+d \rightarrow {}^5\text{He}+\gamma$ при повышении энергии E_d дейтронов в пучке (которая составляет здесь $5 \div 10$ МэВ). Это происходит потому, что определяющий вклад S -волны взаимного движения dt в амплитуду реакции сменяется определяющим вкладом D -волны.

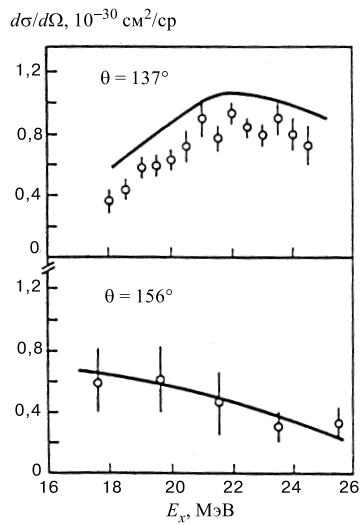


Рис. 16. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ фотодезинтеграции ядра ${}^4\text{He}$ в канал $d+d$ под углами $\theta = 137^\circ$ и 156° в с.ц.м. [59]

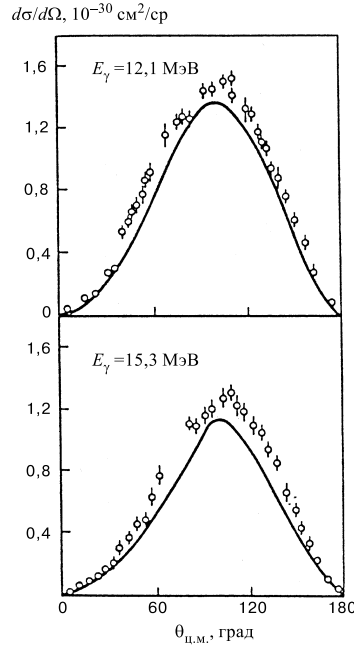


Рис. 17. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ реакции $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\gamma$ с энергиями вылетающих γ -квантов $E_\gamma = 12,1$ и $15,3$ МэВ [57]. Теория — модель [52]

Нетривиальным аспектом расчетов, представленных на рис. 13–17, является антисимметризация волновых функций как составной системы, так и двухкластерного континуума $d+t$, $t+p$, $d+p$ с проектированием на заданную симметрию $\{f\}$. Эта теоретическая техника [62] связана с использованием

избыточного неортогонального гауссоидного базиса. Она применена к исследованию фотоядерных реакций в работе [52].

В заключение, имея в виду, что следующий раздел посвящен ядрам sd -оболочки, обсудим, в чем различны и в чем схожи основные черты ДГР у ядер p -оболочки и sd -оболочки.

В ядрах $2s2d$ -оболочки супермультиплетные эффекты существенно уменьшаются и их нельзя уже четко выделить в диагональном приближении, т.е. независимо от диагонализации гамильтониана. Это связано как с увеличением роли спин-орбитального взаимодействия, так и с уменьшением роли монополярной части сил Майорана. Однако все еще большая величина магового просвета, которая, как и у ядер p -оболочки, увеличивается с ростом числа нуклонов в валентной оболочке, приводит к тому, что конфигурационное расщепление ДГР ярко проявляется и у ядер $2s2d$ -оболочки.

Величина магового просвета, естественно, зависит от энергии связи нуклона в последней заполненной оболочке. При дипольном переходе в ней возникает вакансия («глубокая дырка»). Проблема глубоких дырок возникла и привлекла к себе внимание 25–30 лет тому назад, после того, как в экспериментах $(e, e'p)$ и $(p, 2p)$ были идентифицированы $0s^{-1}$, $1p^{-1}$ -уровни ядер $1p$ - и $2s2d$ -оболочек. Оказалось, что эти уровни обладают значительно большей энергией связи, чем это предсказывается общепринятым статическим оболочечным потенциалом глубиной 45–50 МэВ. О масштабах противоречия можно судить, например, по тому, что, по современным данным (рис. 18), энергия связи $0s$ -уровня имеет тенденцию к выходу на асимптотическое значение $E(0s) \approx 60$ МэВ (при $A > 40$), а энергия связи $1p$ -уровня — на значение $E(1p) \approx 40$ МэВ.

Энергия связи глубоких уровней зависит примерно линейно от числа валентных нуклонов. Например, при заполнении нейтронной оболочки глубокие уровни протонной оболочки смещаются вниз на величину

$$\Delta E \approx \varepsilon N, \quad (18)$$

где N — число нейтронов в валентной оболочке, а

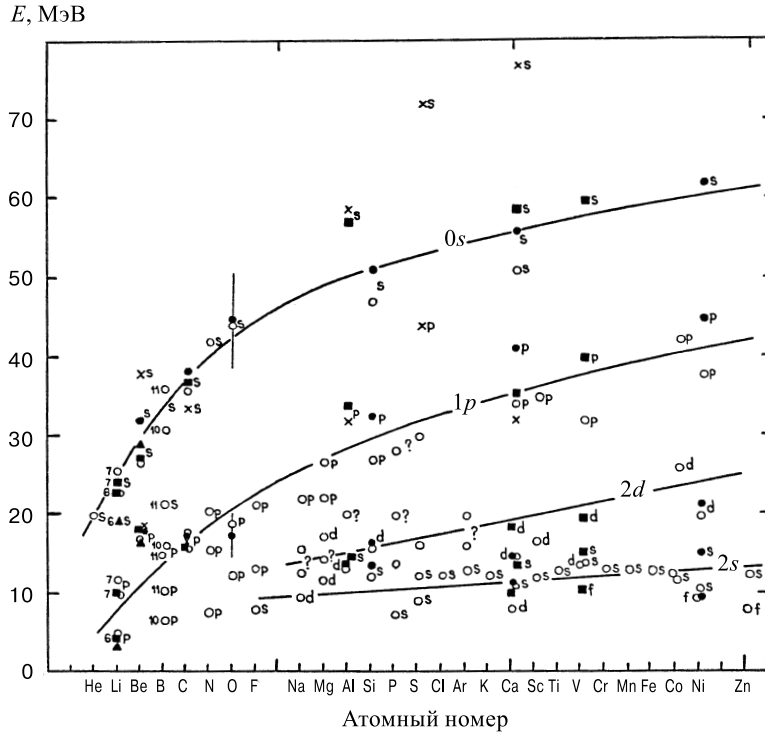
$$\varepsilon_{0s} \approx 4 \text{ МэВ}, \quad \varepsilon_{1p} \approx 2 \text{ МэВ}, \quad \varepsilon_{2s2d} \approx 0,6 \text{ МэВ}, \quad (19)$$

соответственно, для ядер $1p$ -, $2s2d$ - и $3p3f$ -оболочек.

Важной дополнительной особенностью глубоких дырок является их весьма сильная фрагментация, обусловленная либо их связью с $p2h$ - и более сложными состояниями, либо деформацией ядра [42]. Например, эффективная ширина дырочного уровня $0s^{-1}$ в ядрах ^{12}C и ^{16}O достигает 25 МэВ, а уровня $1p^{-1}$ в ядрах $2s2d$ -оболочки — 15–20 МэВ.

Достаточно полное количественное понимание энергетического положения глубоких дырок и механизмов их фрагментации пока еще отсутствует.

Несомненно, однако, что феномен глубокой дырки в сферических ядрах связан с нелокальностью потенциала или, что эквивалентно, с его энергетической зависимостью. Такие свойства среднего поля возникают, например, при хартри-фоковских расчетах со скирмовским взаимодействием. Детальное обсуждение вопросов, связанных с нелокальностью, можно найти в [43].



Впервые на это обстоятельство было обращено внимание в работах [39, 40]. Подчеркнем, что в то время это был новый взгляд на проблему ДГР в легких ядрах, поскольку большинство специалистов считало, что и в легких ядрах механизм формирования ДГР должен быть тем же, что и в средних и тяжелых ядрах. Здесь сказалось «дисциплинирующее» влияние модели ферми-газа со спариванием, в которой ДГР зависит только от плотности ядерной материи и интенсивности частично-дырочных взаимодействий, но не от структуры ядра.

3. КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДГР ЯДЕР 2s2d-ОБОЛОЧКИ

Рассмотрим сначала, какой вид мог иметь ДГР у этих ядер, если бы глубокие дырки не фрагментировали и остаточное взаимодействие, частично перемешивающее переходы типов А и Б, отсутствовало.

В начале оболочки, т.е. в ядрах ^{17}O , ^{18}O , ^{19}F ДГР выглядел бы следующим образом. Основной максимум ДГР (группа Б) должен напоминать максимум в ядре ^{16}O и находиться в области энергий 22–25 МэВ. Дипольные переходы $2d_{5/2} \rightarrow 3f_{7/2}$ валентных нуклонов (группа А) образуют пигми-резонанс, расположенный при энергиях 5–7 МэВ.

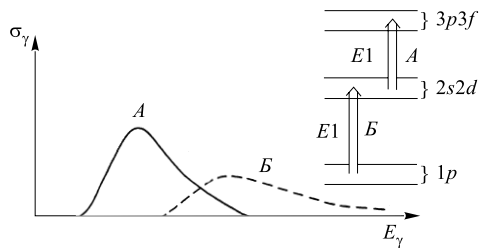


Рис. 19. Качественная картина структуры ДГР в ядрах 2s2d-оболочки в предположении нефрагментированных дырочных уровней

по энергии групп переходов — примерно так, как это схематически изображено на рис. 19.

Таким образом, если пренебречь взаимодействием, смешивающим переходы А и Б, то в легких ядрах имелось бы фактически два ДГР, один из которых соответствует коллективным колебаниям нуклонов в заполненной оболочке (тип Б), второй — в валентной (тип А). Подчеркнем, что колебания типа Б реализуются в той мере, в которой им позволяет принцип Паули, т.е. соответствующее сечение уменьшается по мере заполнения валентной оболочки.

По мере заполнения оболочки соотношение переходов типа А и Б изменяется в пользу группы А (из-за уменьшения свободных мест в валентной оболочке), но одновременно растет энергия глубоких дырок [2, 3] и группа Б сдвигается по энергии вверх. В результате у ядер с примерно половиной заполненной оболочкой ДГР будет состоять в общем из двух сравнимых по интенсивности, но значительно разнесенных

Перейдем теперь к более реалистическому рассмотрению общих вопросов формирования ДГР в ядрах $2s2d$ -оболочки. Прежде всего необходимо учесть сильное спин-орбитальное расщепление $1p$ -дырки: уровень $1p_{3/2}$ лежит намного выше по энергии, чем уровень $1p_{1/2}$. Это обстоятельство, вообще говоря, должно расщепить переходы типа Б на две группы:

$$1p_{1/2} \rightarrow 2s2d, \quad p_{3/2} \rightarrow 2s2d, \quad (20)$$

разделенных определенным энергетическим интервалом. При этом максимум переходов $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$ может в некоторых случаях оказаться близким к максимуму переходов А. Далее, существенным является вопрос о фрагментации $1p_{3/2}$ и $1p_{1/2}$ -дырок. Уровень $(1p_{1/2})^{-1}$ оказывается, как правило, слабо фрагментированным. Например, в ядре ^{28}Si практически вся спектроскопическая сила протонной дырки $(1p_{1/2})^{-1}$ сосредоточена на одном уровне ядра ^{27}Al с энергией возбуждения 4,05 МэВ. Напротив, дырочный уровень $(1p_{3/2})^{-1}$ является, как правило, сильно фрагментированным. Соответственно, можно ожидать следующего. В случае предельно сильной фрагментации 20–30 МэВ переходы $1p_{3/2} \rightarrow 2s2d$ скорее сформируют фон, чем максимум дипольного поглощения, простирающийся до энергий 45–50 МэВ. При умеренной фрагментации $1p_{3/2}$ -дырки переходы $1p_{3/2} \rightarrow 2s2d$ должны сформировать аномально широкую зону поглощения дипольных γ -квантов.

Остаточное ph -взаимодействие, вообще говоря, способно сильно перемешать переходы А и Б, формируя единую коллективную степень свободы. Однако экспериментальные данные о сечениях и нуклонных распадах ДГР и теоретические расчеты показывают, что оно не меняет кардинально картины ДГР, полученной в приближении двух типов коллективных колебаний, соответствующих переходам А и Б. Для иллюстрации на рис. 20 показаны результаты расчетов ДГР в ядре ^{32}S в частично-дырочном и более сложном приближениях (но с нефраgmentированной $1p_{3/2}$ -дыркой). Как видно из рисунка, переходы А и Б смешиваются незначительно.

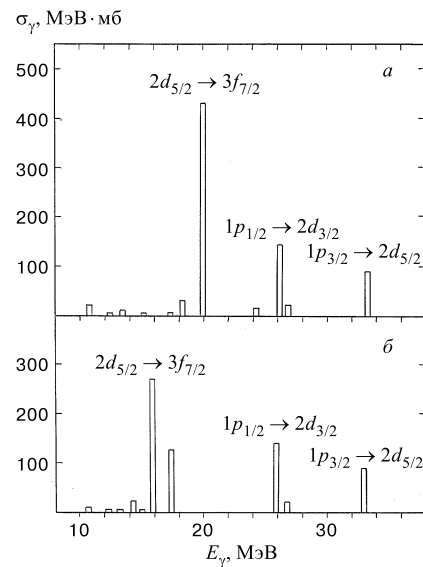


Рис. 20. Рассчитанные сечения поглощения γ -квантов на ядре ^{32}S [79] в ph -приближении (а) и с учетом более сложных конфигураций (б)

Как указано в разд. 1, в средних и тяжелых ядрах энергетические спектры нуклонов из ДГР формируются механизмами, близкими к статистическим. Полупрямой механизм дает не более 10–20 % нуклонов. Ситуация в легких ядрах кардинально иная: доля полупрямых фотонуклонов составляет более 50 %, а часто и более 80 % [2].

Этот факт — распад ДГР по каналам его частично-дырочного формирования — создает возможность посредством экспериментального анализа парциальных сечений произвести прямую идентификацию переходов А и Б в различных областях энергий ДГР, т.е. детальным образом проверить изложенные выше соображения.

Идентификация переходов в ядрах $2s2d$ -оболочек была проведена и отражена в ряде обзоров (см., например, [63]) и большом числе оригинальных работ. Прежде чем привести результаты этих работ, опишем методику их получения.

Для прямого доказательства существования конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса был необходим принципиально новый класс экспериментов, позволяющих наблюдать это явление непосредственно. Эту возможность дают эксклюзивные эксперименты по измерению эффективных сечений фотонуклонных реакций (γ, p_i) и (γ, n_i) , когда фиксируются отдельные уровни конечного ядра $A-1$ (i — номер конечного состояния, образующегося после распада ДГР). Измерение таких сечений (в дальнейшем называемых парциальными), выполненное при различных энергиях возбуждения начального ядра A (для определенности рассматривается ядро с незаполненной внешней оболочкой $2s2d$) и в широкой области энергий конечного ядра $A-1$, т.е. с охватом конечных состояний, как соответствующих дырке $(2s2d)^{-1}$ в валентной (частично-заполненной оболочке), так и соответствующих дырке $1p^{-1}$ в заполненной глубокой оболочке, позволяет непосредственно наблюдать расщепление по энергии частично-дырочных $1p1h$ -конфигураций, формирующихся из дипольных переходов типа А ($2s2d \rightarrow 3p3f$) и Б ($1p \rightarrow 2s2d$). Факт заселения дырочного состояния прямо свидетельствует о распаде $1p1h$ -конфигурации с вылетом нуклона в непрерывный спектр, а тип заселяемой «дырки» позволяет восстановить частично-дырочную конфигурацию распавшегося (входного) состояния.

Программа таких экспериментов была разработана и выполнена для ядер $2s2d$ -, а затем и $3p3f$ -оболочки. Эти эксперименты позволили разделить гигантский дипольный резонанс ядер $2s2d$ -оболочки на компоненты, обусловленные переходами $2s2d \rightarrow 3p3f$ (группа А) и $1p \rightarrow 2s2d$ (группа Б) и сделать окончательные заключения о существовании конфигурационного расщепления ДГР и его масштабах. Были проведены две группы экспериментов (описание экспериментов дано в [63, 64]):

1. Измерение энергетических спектров фотопротонов в области ГДР с малым шагом по энергии возбуждения ядра-мишени.

2. Измерение энергетических спектров γ -квантов, снимающих возбуждение конечного ядра (так называемых γ -квантов девозбуждения) для всей области гигантского резонанса.

Из экспериментов обоого типа были извлечены парциальные фотонуклонные сечения для 13 ядер (^{23}Na , $^{24,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P , ^{32}S , $^{35,37}\text{Cl}$, ^{39}K , ^{40}Ca , ^{45}Sc и ^{58}Ni). Полное число полученных парциальных сечений составило около 350.

Большую роль в получении этих принципиально новых результатов сыграло существенное улучшение экспериментального метода исследований. Суть метода поясняется на рис. 21.

На пучке тормозного γ -излучения при различных значениях верхней границы E_{γ}^{max} его энергетического распределения $W(E_{\gamma}, E_{\gamma}^{\text{max}})$ измеряются спектры фотонуклонов. Каждый такой спектр формируется за счет распадов многих состояний ядра A в области гигантского резонанса на различные уровни конечного ядра $A-1$ и содержит информацию о переходах во все заселяемые состояния. Если спектры фотонуклонов (в данном случае фотопротонов) измерены с достаточно малым шагом по E_{γ}^{max} (необходим шаг около 1 МэВ), то переходы в состояния ядра $A-1$, имеющие различную дырочную природу, разделяются. Главное достоинство метода извлечения парциальных сечений из фотонуклонных спектров состоит в возможности получения детальной энергетической зависимости парциальных сечений, что является решающим обстоятельством для обнаружения и изучения явления конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса.

С помощью гамма-спектрометра высокого энергетического разрешения измерялись также спектры γ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер $A-1$. Спектры этих γ -квантов девозбуждения позволяли, в тех случаях, когда после вылета фотонуклона из ядра A заселялись близкорасположенные и неразрешенные методами спектрометрии нуклонов уровни ядра $A-1$, однозначно определить, какие именно уровни заселяются и с какой вероятностью.

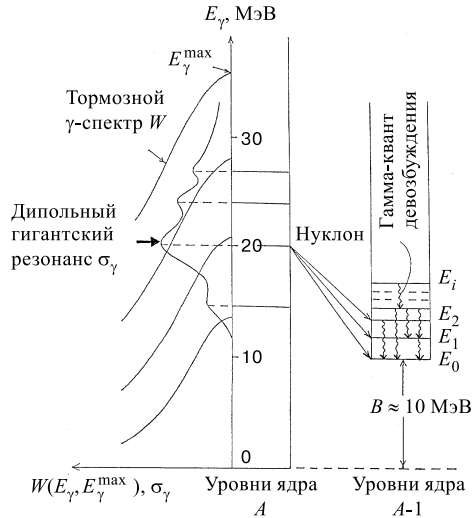


Рис. 21. Методика эксперимента по определению энергетических зависимостей парциальных фотонуклонных сечений на пучке тормозного излучения

Таким образом, совместное использование данных экспериментов по спектрометрированию фотонуклонов и γ -квантов девозбуждения позволяет получить исчерпывающую информацию о заселении отдельных состояний ядра $A-1$ при распаде дипольного гигантского резонанса ядра A .

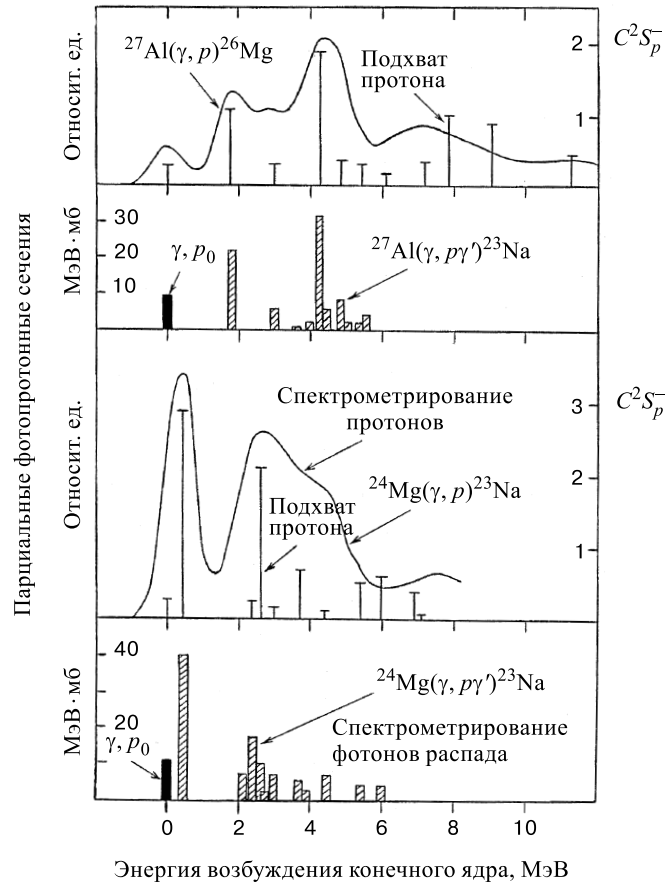


Рис. 22. Корреляция между парциальными фотопротонными сечениями и спектроскопическими факторами однопротонного подхвата $C^2 S_p^-$ (вертикальные линии) для ядер ^{24}Mg и ^{27}Al . Парциальные фотопротонные сечения получены из экспериментов по спектрометрированию протонов (сплошные линии) и γ -квантов девозбуждения (заштрихованные столбики)

Анализ всех полученных парциальных фотонуклонных сечений был выполнен на основе спектроскопической информации о дырочной природе за-

селемых (после вылета фотонуклона) состояний из независимых данных реакций однонуклонной передачи типа (p, d) , (n, d) , $(d, {}^3\text{He})$ и др. Пример совместного анализа данных эксклюзивного фотопротонного эксперимента и данных реакций подхвата протона для ядер ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{27}\text{Al}$ приведен на рис. 22. На этом рисунке вертикальными линиями показано распределение спектроскопической силы протонных дырочных состояний исследуемых ядер (A, Z) по уровням конечных ядер $(A - 1, Z - 1)$. Сплошные кривые и заштрихованные столбики — полученные авторами работы с помощью методов спектрометрирования протонов и γ -квантов девозбуждения распределения вероятности заселения различных уровней конечных ядер в реакции (γ, p) . Отчетливая корреляция между данными фотонуклонного эксперимента и эксперимента по однонуклонному подхвату свидетельствует о том, что у рассматриваемых ядер распад гигантского резонанса происходит главным образом через те же конфигурации, которые непосредственно возбуждаются фотонами. Иными словами, полупрямой механизм распада у таких ядер является основным. Путем анализа парциальных фотонуклонных сечений авторами было показано, что для ядер $2s2d$ -оболочки за счет полупрямого механизма распада гигантского дипольного резонанса формируется $\gtrsim 50\%$ сечения фотопоглощения.

Процедура анализа парциальных фотонуклонных сечений с целью извлечения из них данных о механизме фотоядерной реакции и конфигурационной структуре гигантского дипольного резонанса была детально разработана авторами. Ее исчерпывающее описание дано в работах [2, 63, 64]. В результате применения этой процедуры по конфигурациям, проявляющимся в распаде, удалось реконструировать оболочечную структуру гигантского дипольного резонанса у ядер $2s2d$ -оболочки и впервые получить прямое доказательство его конфигурационного расщепления. Было установлено следующее [2, 65].

1. Основные переходы группы А ($2s2d \rightarrow 3p3f$) располагаются в области энергий 16–23 МэВ. Их центр тяжести расположен при 20–21 МэВ. Эти переходы образуют хорошо локализованный гигантский резонанс с максимумом в районе 20 МэВ и полушириной 4–5 МэВ. Переходы группы А практически исчезают (вырождаются) при энергии 30 МэВ.

2. Переходы группы Б ($1p \rightarrow 2s2d$) не формируют отчетливо выраженного резонанса. Основная их часть располагается в области энергий за максимумом гигантского резонанса (т.е. выше 20 МэВ) и в этой области переходы $1p \rightarrow 2s2d$ сильно разбросаны по шкале энергий. В районе 25–30 МэВ переходы группы Б становятся доминирующими.

Все эти эффекты иллюстрируются на рис. 23, 24. На рис. 23 показаны компоненты А (сплошная кривая) и Б (пунктир) полного фотопротонного сечения для ядер ${}^{23}\text{Na}$ и ${}^{32}\text{S}$, полученные в результате вышеописанного анализа парциальных фотопротонных сечений. На рис. 24 в качестве примера показаны результаты деления экспериментальных сечений фотопоглощения для ядер оболочки $1d2s$ — ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$ и ${}^{28}\text{Si}$ на переходы групп А и Б.

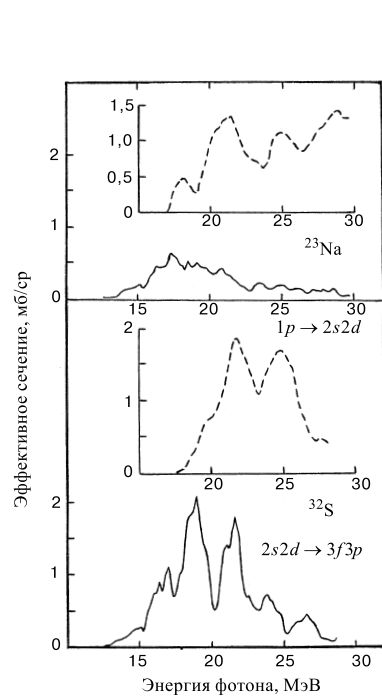


Рис. 23. Компоненты ветвей А (сплош- ные линии) и Б (пунктир) эксперимен- тальных фотопротонных сечений ядер ^{23}Na и ^{32}S

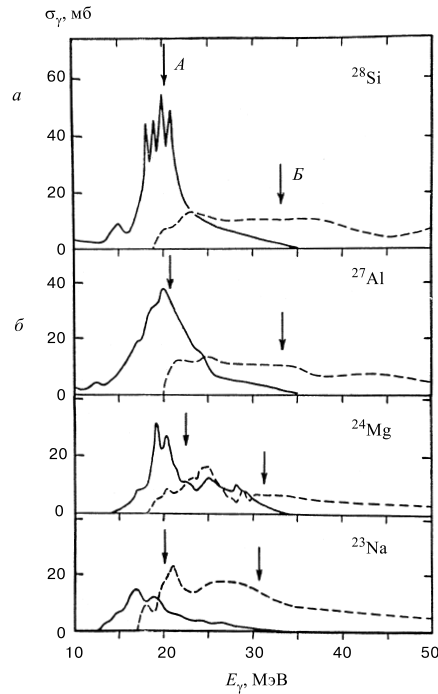


Рис. 24. Компоненты ветвей А (сплош- ная линия) и Б (пунктир) полных фотопротонных сечений для ядер ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al и ^{28}Si . Стрелками указаны центры тяжести компонент

Из рис. 24 видно, что основные переходы группы Б сильно смещены вверх по энергии относительно основных переходов группы А, т.е. имеет место большое конфигурационное расщепление гигантского дипольного резонанса. Его величина (разность указанных стрелками центров тяжести соответствующих компонент сечений) составляет ~ 10 МэВ и превосходит другие типы расщепления (по изотопическому спину и за счет деформации), составляющие несколько МэВ. За счет конфигурационного расщепления ширина полосы дипольного поглощения γ -квантов у ядер $2s2d$ -оболочки достигает 30 МэВ.

Предложенный и реализованный авторами экспериментальный метод исследования конфигурационной структуры гигантского дипольного резонанса был в дальнейшем использован в экспериментах бельгийских, австралийских, японских и американских физиков [66–73], подтвердивших существование конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса у ядер $2s2d$ -оболочки.

Для изучения парциальных каналов распада гигантских резонансов в последние годы стали использоваться ускорители электронов нового поколения — с непрерывным пучком. Так, на непрерывном пучке ускорителя Института ядерной физики в Майнце (Германия) измерялись парциальные сечения реакции $^{58}\text{Ni}(e, e'p_i)^{57}\text{Co}$ [74]. Анализ результатов этого эксперимента, выполненный на основе полученных нами спектров γ -квантов девозбуждения на ядре ^{58}Ni [75], проводится в следующем разделе.

Рассмотрим теперь, опираясь на изложенные соображения, основные черты измеренных сечений поглощения γ -квантов ядрами $2s2d$ -оболочки. В качестве типичного ядра начала оболочки возьмем хорошо изученное ядро ^{19}F [72]. На рис. 25, 26 представлены парциальные сечения (γ, p_i) на ядре ^{19}F и полное сечение поглощения γ -квантов с указанием областей концентрации переходов А и Б. В табл. 3 указаны уровни i ядра ^{18}O , фигурирующие в парциальных сечениях (γ, p_i) и их характеристики. Как видно из рис. 25 и табл. 3, ядро ^{19}F является, без преувеличения, классической иллюстрацией основных идей, заложенных в концепцию конфигурационного расщепления ДГР. Действительно, мы видим своеобразный пигми-резонанс, обусловленный переходами типа А, т.е. переходами из заполняющейся оболочки, и главный максимум, связанный с возбуждением остова ^{16}O , т.е. с переходами $1p \rightarrow 2s2d$, составляющими тип Б. Совместные данные рис. 25 и табл. 3 не оставляют сомнения в полупрямом характере распада ДГР в этом ядре.

В качестве следующего представительного ядра, близкого к середине валентной оболочки, возьмем ядро ^{23}Na . Зависимость от энергии фотона фотопротонного сечения и сечения фотопоглощения, разделенного на группы А и Б, показана на рис. 23,а и 24. Как видно из рисунков, вне рамок концеп-

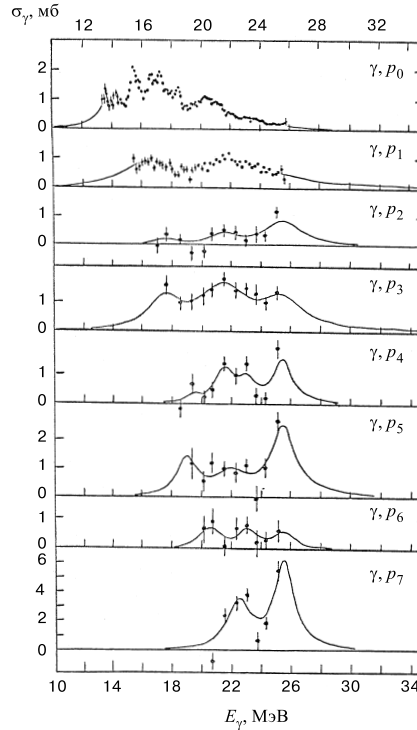


Рис. 25. Парциальные сечения реакций (γ, p_i) на ядре ^{19}F [69]. Сплошные линии приведены для удобства визуального восприятия информации

ции конфигурационного расщепления ход зависимости сечения поглощения γ -квантов от частоты фотона вообще нельзя понять. Для того чтобы убедиться в этом, достаточно сравнить кривую поглощения для ядер ^{16}O и ^{23}Na . В ядре ^{16}O имеется четкий максимум в области $22 \div 25$ МэВ. В ядре ^{23}Na максимум фактически отсутствует, а имеется полоса поглощения в области $15 \div 33$ МэВ. Такая картина в принципе могла бы возникнуть за счет аномально большого затухания ДГР. Однако в рассматриваемых ядрах роль более сложных степеней свободы, как мы уже говорили, оказывается небольшой. Следовательно, превращение максимума в полосу поглощения должно произойти на уровне частично-дырочных степеней свободы. В рамках развитой концепции конфигурационного расщепления аномальная ширина ДГР связывается с большой интенсивностью Б-переходов и большой шириной распада дырки $1p_{3/2}$.

σ , мб

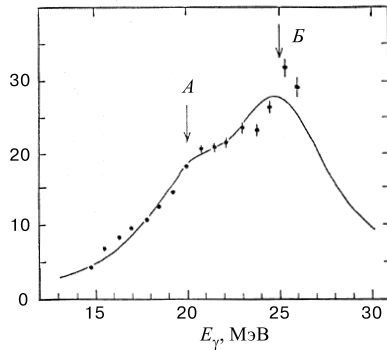


Рис. 26. Полное фотопротонное сечение на ядре ^{19}F [69]. Сплошная линия — сумма лоренцианов, отвечающих переходам А и Б

Как мы уже указывали, соотношение ветвей А и Б меняется по мере заполнения оболочки. На рис. 27 представлена зависимость σ_A/σ_t вклада σ_A ветви А в полное сечение σ_t поглощения γ -квантов от степени заполнения оболочек. Эта кривая была построена на основании данных по парциальным распадам ядер $2s2d$ -оболочки. Как видно из рисунка, вклад ветви А увеличивается с ростом заполненности оболочек, приближаясь к единице (как и должно быть) в ядре ^{40}Ca .

В заключение обсудим коротко вопрос о фрагментации глубоких дырок. Аномально большая фрагментация (до 30 МэВ) дырки $1p_{3/2}$ требует определенного внимания. Представляется маловероятным, чтобы такая ширина была связана с распадом в континуум.

В качестве последней иллюстрации возьмем ядро ^{32}S . На рис. 23,б представлено полное фотопротонное сечение, разделенное на группы А и Б, причем, как показывает рис. 25, следует ожидать сильной протяженности ДГР в область высоких энергий. Опять-таки, это можно объяснить только феноменом глубокой дырки, в данном случае $1p_{3/2}$ -дырки. Отметим, что в отличие от ядра ^{23}Na , где мы встречаемся с полосой поглощения, в ядре ^{32}S мы уже имеем максимум переходов группы А, расположенный в области 18–20 МэВ. Подчеркнем, однако, что это не ДГР в обычно используемом смысле слова, а только одна его ветвь — переходы группы А.

Таблица 3. Интегральные сечения реакций $^{19}\text{F}(\gamma, p_i)^{18}\text{O}$ и характеристики заселяемых состояний конечного ядра

Индекс i парциального сечения	E_i , МэВ	Дырочная конфигурация nlj	Спектроскопи- ческий фактор C^2S	Интегральное сечение, МэВ·мб
0	0	$2s_{1/2}$	0,38	8,7
1	1,98	$2d_{5/2}$ $4g_{9/2}$	0,53 0,04	9,5
2	3,63	$2s_{1/2}$ $2d_{5/2}$	0,05 0,02	2,3
3	4,45	$1p_{1/2}$	1,31	13,4
4	5,28	$2d_{5/2}$ $2s_{1/2}$	0,32 0,15	5,7
5	6,27	$1p_{3/2}$	0,70	7,6
6	6,88	$1p_{1/2}$	1,03	2,5
7	7,67	$1p_{3/2}$	0,42	13,6

Примечание. Для $i = 2, 4, 5, 6, 7$ парциальные сечения являются сечениями заселения групп состояний конечного ядра.

С другой стороны, трудно поверить также в то, что эта ширина обусловлена распадом типа $h \rightarrow p2h$, т.к. в этом случае распад ДГР должен был бы происходить посредством статистического механизма, а не полупрямого, как это наблюдается на опыте.

Возможно, что фрагментация глубокой дырки возникает уже на «частично-дырочном уровне» за счет реальной несферичности ядер $2s2d$ -оболочки. На это указывают результаты анализа реакций $(p, 2p)$ и (p, np) , проведенного в работе [42].

Обсудим теперь несколько вопросов, представляющих, главным образом, исторический интерес. Концепция конфигурационного расщепления ДГР в ядрах $2s2d$ -оболочки была выдвинута еще в 1964 г. [40]. С тех пор постоянно накапливались косвенные данные о конфигурационном расщеплении дипольного гигантского резонанса:

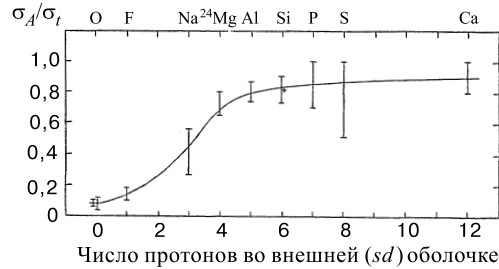


Рис. 27. Зависимость относительной вероятности возбуждения (σ_A/σ_I) дипольных переходов группы А от числа протонов во внешней $2s2d$ -оболочке

а) Заметно большая ширина области поглощения γ -квантов в ядре ^{24}Mg [76], по сравнению с теоретическими расчетами, основанными на обобщенной модели [77].

б) Двугорбый характер кривой сечения упругого рассеяния γ -квантов на ядрах ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{32}S [78]. Для примера на рис. 28 приведена экспериментальная кривая упругого рассеяния γ -квантов на ядре ^{32}S совместно с результатами расчетов [79]. Существенная подавленность нуклонного канала в Б-переходах (из-за уменьшения энергии нуклонов) приводит ко второму максимуму упругого канала в области их сосредоточения.

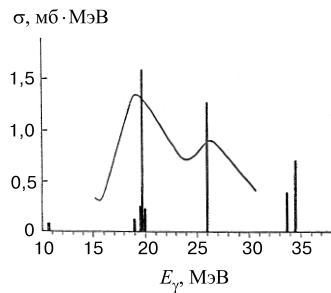


Рис. 28. Рассчитанное (столбики) и измеренное (сплошная линия) сечения реакции упругого рассеяния γ -квантов на ядре ^{32}S [79]

в) Обнаружение в реакциях (γ, n) [78] на ядрах ^{19}F , ^{20}Ne , ^{23}Na двух зон поглощения, одна из которых (22–26 МэВ) является аналогом ДГР в ядре ^{16}O . При этом величина сечения поглощения в высокоэнергетичной зоне уменьшается с ростом атомного номера A , а в низкоэнергетичной (18–22 МэВ) — растет. Авторы этих работ высказали гипотезу о том, что левый максимум возникает за счет А-переходов, правый — за счет Б-переходов. Поучительно отметить, что в доминирующих в течение многих лет экспериментах типа $(\gamma, p_0 + p_1)$ правая часть ДГР в легких ядрах, появляющаяся за счет Б-переходов, вообще оказывалась невидимой. Это связано с одним из важнейших аспектов конфигурационного расщепления — отсутствием полной

коллективизации ph -конфигураций [39]. И только в работах [65, 80, 81] конца 70-х — начала 80-х годов (см. также [69]) была осознана необходимость измерения сечений каналов (γ, p_i) с достаточно высоким возбуждением конечных ядер (как это предлагалось в работе [39]) и было однозначно доказано существование конфигурационного расщепления.

4. ОСОБЕННОСТИ ДИПОЛЬНОГО ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ У ЯДЕР ОБОЛОЧКИ $3p3f$

Во введении отмечено, что по данным реакций квазиупругого выбивания энергия связи нуклона в верхней заполненной оболочке ядра увеличивается с ростом числа «валентных» нуклонов. Для ядер pf -оболочки это увеличение передается для протонов формулой $\Delta E_A(2s2d) \approx \varepsilon_{2s2d} N_{\text{вал}}$, где $\varepsilon_{2s2d} \approx 0,7$ МэВ (последовательное уменьшение ε_{0s} , ε_{1p} , ε_{2s2d} связано с уменьшением роли сил Майорана при переходе ко все более высоким обо-

лочкам). В итоге сдвиг энергии $\Delta E_A(2s2d)$ будет достигать существенной величины $\Delta E_A(2s2d) \sim 5 - 10$ МэВ у ядер, близких к середине $3p3f$ -оболочки, когда число внешних нуклонов достаточно велико.

Таким образом, ядра $3p3f$ -оболочки с $N - 20 \approx 10 \div 15$ и $Z - 20 \approx 5 \div 10$ представляются особенно перспективными для поисков конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса. Во-первых, группа Б будет в диагональном приближении сдвинута вверх по энергии по отношению к группе А на величину $\Delta E \approx 5 \div 10$ МэВ, и остаточное взаимодействие уже не сможет при таком большом значении ΔE объединить эти две группы в единое дипольное состояние — при переходе к диагонализации матрицы ph -взаимодействия они останутся разделенными. Во-вторых, число вакантных мест в pf -оболочке еще велико и сечение для группы Б будет большим. Отрицательным моментом здесь является то, что увеличивается диссипация ДГР и «испарительная» часть в спектре фотонуклонов, поскольку при переходе от легких ядер ко все более тяжелым нарастает плотность фоновых $2p2h$ -состояний.

После этих вводных замечаний переходим к анализу конкретного материала. Основой здесь служат энергетические спектры γ' -квантов из реакции $(\gamma, x\gamma')$, измеренные авторами для ядер $^{35,37}\text{Cl}$, ^{39}K , ^{40}Ca , ^{45}Sc и ^{58}Ni на пучке тормозного γ -излучения с верхней границей $E_{\gamma}^{\max} \approx 32$ МэВ [63, 64, 75]. Из них были получены проинтегрированные по области гигантского резонанса парциальные фотоядерные сечения $\sigma^{\text{int}}(i)$, отвечающие заселению отдельных состояний конечных ядер. На основе этих данных определены полупрямые компоненты $\sigma_{\text{ph}}^{\text{int}}(i)$ парциальных сечений и вероятности полупрямого распада гигантского резонанса в целом. Кроме того, найдены вероятности $E1$ -возбуждения ветви $3p3f \rightarrow 4g4d4s$ в гигантском резонансе всех исследованных ядер (дело в том, что, например, ядро ^{40}Ca является «плохим» магическим ядром, у него имеется заметная примесь конфигурации $(2s2d)^{-2}(3p3f)^{+2}$ и т.д.). Процедура получения и анализа такого рода данных уже была описана при обсуждении ядер $2s2d$ -оболочки.

Переходы $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ приводят к заселению дырочных состояний с энергией возбуждения < 10 МэВ, и проведенные $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименты позволяют выделить основную часть этих переходов и тем самым найти их долю в полном сечении фотопоглощения. Все имеющиеся данные о сечениях переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ и их вероятностях в фотонуклонных реакциях приведены в табл. 4. Для более легких ядер с $A \leq 32$ обсуждаемые переходы практически отсутствуют.

Из табл. 4 видно, что для ядер в районе $A = 40$ вероятность нуклонных переходов из $3p3f$ -оболочки составляет в среднем 10%. С увеличением числа нуклонов до 58 вероятность переходов из $3p3f$ -оболочки возрастает по крайней мере в три раза, что является естественным следствием заполнения этой оболочки. Оставшаяся доля $E1$ -переходов обусловлена ветвью

$2s2d \rightarrow 3p3f$, которая доминирует для рассматриваемой группы ядер. Более точно определить вероятность переходов из pf -оболочки для ^{58}Ni не удастся из-за ограничения экспериментальных данных по энергии возбуждения конечного ядра.

Таблица 4. Сечения переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ и их доли (в скобках) в различных фотонуклонных реакциях

Ядро	σ^{int} , МэВ·мб			$(\sigma_{\text{int}}^{\text{ph}})_{fp}$, МэВ·мб		
	(γp)	(γn)	$(\gamma p)+(\gamma n)$	(γp)	(γn)	$(\gamma p)+(\gamma n)$
^{35}Cl	330–350	180–190	510–540	$<15,5 (<0,04)$	43(0,23–0,24)	43–58,5 (0,08–0,11)
^{37}Cl	160–170	380–390	540–560	0(0)	40–169 (0,10–0,44)	40–169 (0,07–0,31)
^{39}K	260	160	420	$37,3 \pm 4,9 (0,14)$	$9,2 \pm 2,5 (0,06)$	$46,5 \pm 5,5 (0,11)$
^{40}Ca	460	90	550	$40,5–47,0$ (0,09–0,10)	$8,5–8,8 (0,10)$	49–56 (0,09–0,10)
^{45}Sc	290–300	370–390	660–680	$25(0,08–0,09)$	$30–67 (0,08–0,18)$	55–92 (0,08–0,14)
^{58}Ni	570	250–380	840–920	$> 140 (0,25)$	$> 120 (0,32)$	$> 260 (0,28)$

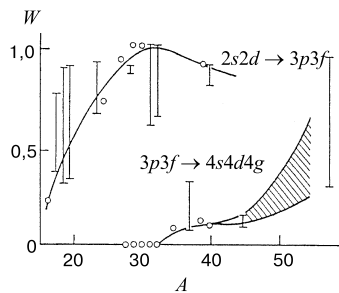


Рис. 29. Вероятность $E1$ -переходов из внешних оболочек в ДГР атомных ядер

до 90% для ядер в районе ^{40}Ca . Очевидно, что дальнейшее увеличение числа A приводит к еще большему уменьшению роли переходов $2s2d \rightarrow 3p3f$ за счет уменьшения числа свободных мест в $3p3f$ -оболочке, т.е. возрастания вероятности переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$.

В соответствии с концепцией конфигурационного расщепления, центр тяжести переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ должен быть сдвинут к меньшим энергиям относительно центра тяжести переходов $2s2d \rightarrow 3p3f$. Обсуждаемые

Данные табл.4 приведены также на рис.29 вместе с обсуждавшимися в разд.2 данными о вероятности нуклонных переходов $2s2d \rightarrow 3p3f$ для ядер $2s2d$ -оболочки. Из этого рисунка хорошо видно, что вероятность переходов $2s2d \rightarrow 3p3f$ увеличивается с ростом числа нуклонов, достигая примерно 100% для $A \approx 30$. При дальнейшем увеличении A за счет появления переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ вероятность переходов $2s2d \rightarrow 3p3f$ уменьшается примерно до 90% для ядер в районе ^{40}Ca . Очевидно, что дальнейшее увеличение числа A приводит к еще большему уменьшению роли переходов $2s2d \rightarrow 3p3f$ за счет уменьшения числа свободных мест в $3p3f$ -оболочке, т.е. возрастания вероятности переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$.

результаты по ^{58}Ni указывают на наличие этого сдвига для ядер pf -оболочки (рис. 30). Этот рисунок является результатом совместного анализа данных двух экспериментов [74, 75]. В последнем из них на ускорителе электронов с непрерывным пучком изучалась реакция $^{58}\text{Ni}(e, e'p)^{57}\text{Co}$ для энергии возбуждения ядра, соответствующей ДГР. Были определены парциальные сечения с заселением основного состояния и групп возбужденных состояний конечного ядра. Суммарное сечение по всем каналам показано на рис. 30 однократной

штриховкой (верхняя гистограмма). Данные $(\gamma, x\gamma')$ -эксперимента [75] указывают на то, что три нижних парциальных $(e, e'p_i)$ -сечения следует приписать ветви $3p3f \rightarrow 4s4d4g$. Сумма этих сечений показана двойной штриховкой на рис. 30. Как отмечено выше, однократная штриховка представляет собой сумму всех $(e, e'p_i)$ -сечений, куда дают вклад обе ветви ДГР ($3p3f \rightarrow 4s4d4g$ и $2s2d \rightarrow 3p3f$). Рисунок демонстрирует смещение идентифицированной части $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ -ветви ДГР к более низким энергиям по сравнению с оставшейся частью сечения, куда целиком входит ветвь $2s2d \rightarrow 3p3f$. Это свидетельствует о конфигурационном расщеплении ДГР. Таким образом, впервые для ядра pf -оболочки продемонстрировано существование конфигурационного расщепления ДГР. Масштаб этого расщепления для ядра ^{58}Ni составляет 5–10 МэВ.

Обсуждаемые экспериментальные данные позволили определить вероятность полупрямого механизма ДГР для ветви $3p3f \rightarrow 4s4d4g$, а также для ДГР в целом. Для переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ сечения полупрямых распадов и соответствующие вероятности приведены в табл. 5. Наиболее полные сведения имеются для ядер ^{40}Ca , ^{45}Sc и ^{58}Ni .

Как видно из последней колонки табл. 5, для ядер pf -оболочки вероятность полупрямого механизма у дипольных переходов из внешней оболочки $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ велика и лежит в пределах от 0,35 до 0,80. Это примерно то же значение, что и для дипольных переходов из внешней оболочки $2s2d \rightarrow 3p3f$ у ядер с $A = 16 \div 40$.

В табл. 6 даны вероятности полупрямых процессов для фотонуклонных переходов, формирующих ДГР. Из этой таблицы видно, что, начиная с ^{40}Ca , с увеличением A происходит уменьшение вероятности полупрямых процессов. Кроме того, для ядер ^{39}K , ^{40}Ca и ^{58}Ni , для которых вероятность полупрямых процессов определена с наибольшей точностью, доля полупрямых распадов в

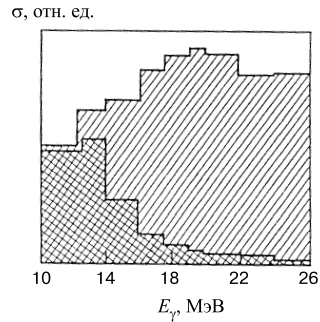


Рис. 30. Конфигурационное расщепление ДГР в фотопротонном сечении ядра ^{58}Ni . Однократная штриховка — полное сечение $E1$ -переходов. Двойная штриховка — сечение $E1$ -переходов из внешней оболочки $3p3f$

Таблица 5. Сечения полупрямых процессов для ветви $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ ДГР (в скобках — доли в соответствующем сечении)

Ядро	$(\sigma_{\text{int}}^{\text{ph}})_{fp}$, МэВ·мб		
	(γp)	(γn)	$(\gamma p) + (\gamma n)$
^{35}Cl	0(0)	$< 4,5 (< 0,1)$	$< 4,5 (< 0,1)$
^{37}Cl	0(0)	$< 12,2 (< 0,31)$	$< 12,2 (< 0,31)$
^{39}K	0(0)	0(0)	0(0)
^{40}Ca	17,0(0,36–0,42)	3(0,34–0,35)	20(0,34–0,35)
^{45}Sc	12–14(0,48–0,56)	30–61(0,45–1,00)	42–75(0,46–0,80)
^{58}Ni	16–49(0,12–0,35)	84–102(0,70–0,85)	100–151(0,38–0,58)

Таблица 6. Вероятности полупрямых процессов в фотопротонном, фотонейтронном сечениях и полном сечении фотопоглощения ДГР

Ядро	(γp)	(γn)	$(\gamma p) + (\gamma n)$
^{35}Cl	$< 0,30$	$< 0,50$	$< 0,36$
^{37}Cl	$< 0,50$	$< 0,39$	$< 0,42$
^{39}K	0,56	0,95	0,75
^{40}Ca	0,59–0,66	0,82–0,88	0,63–0,69
^{45}Sc	0,08–0,38	0,08–0,50	0,08–0,45
^{58}Ni	0,07–0,17	0,28–0,62	0,16–0,29

фотонейтронном канале существенно выше, чем в фотопротонном. Во второй работе [63], где анализируется это обстоятельство для ядер sd -оболочки, показано, что оно обусловлено, главным образом, влиянием нуклонного порога. У всех трех перечисленных выше ядер нейтронный порог значительно больше протонного, что, как показано в работе [63], и должно приводить к наблюдаемому превышению полупрямого механизма в реакции (γ, n) по сравнению с (γ, p) .

На рис. 31 вероятность полупрямых процессов для сечения фотопоглощения приводится как функция $1/A$. Этот рисунок содержит всю полученную из парциальных фотоядерных каналов информацию для ядер с $A = 12 \div 58$. Видно, что с увеличением A вероятность полупрямого распада ДГР уменьшается от $\sim 100\%$ для $A = 12$ до $10 \div 30\%$ для $A = 58$. Если экстраполировать эту тенденцию в область еще более тяжелых ядер, то мы приходим к выводу, что для таких ядер статистический распад ДГР является доминирующим.

Общее уменьшение вероятности полупрямого распада с ростом A происходит на фоне увеличения этой вероятности в районе $A = 16, 28, 40$, т.е. для магических ядер с заполненными внешними оболочками $1p, 1d_{5/2}$ и $2s2d$ соответственно.

Это хорошо видно на рис. 32, где информация, ранее приведенная на рис. 31, дается в обычном масштабе. На рис. 32 впервые продемонстрирован оболочечный эффект в A -зависимости вероятности полупрямого распада ДГР. Этот эффект особенно ярко проявляется в районе дважды магического ядра ^{40}Ca .

Тот факт, что при наличии существенного конфигурационного расщепления ДГР у ядра ^{58}Ni доминируют статистические моды распада, означает, что по оболочечному конфигурационному составу группы А и Б уже заметно перемешаны. Из этого практически ясно, что у ядер следующей $4s4d4g$ -оболочки и само конфигурационное расщепление ДГР исчезнет, тем более, что в этих ядрах сильное спин-орбитальное взаимодействие у нуклонов с большими орбитальными моментами уже «перепутывает» осцилляторные оболочки.

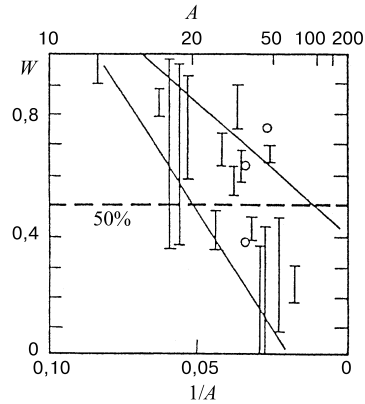


Рис. 31. Вероятность полупрямого распада ДГР в сечении фотопоглощения

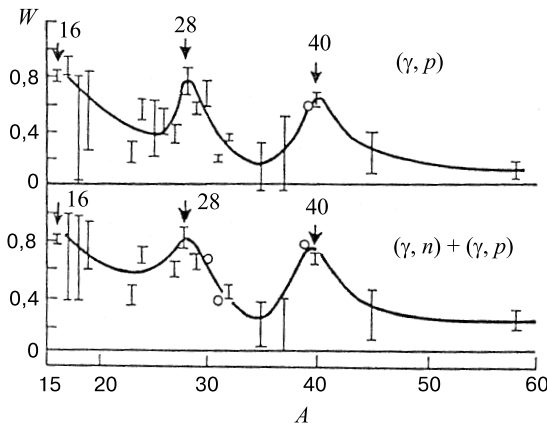


Рис. 32. Оболочечные эффекты в зависимости вероятности полупрямого распада ДГР от массового числа

5. КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГИГАНТСКОГО СПИН-ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

К настоящему времени хорошо исследован экспериментально спин-дипольный гигантский резонанс (СДГР), характеризуемый уже не дипольным оператором взаимодействия фотона с нуклоном с тензорными свойствами $Y_{1m}(\theta\phi)\tau_3$, а спин-дипольным оператором $(Y_1 \times \sigma)_{JM}\tau_+$, $J = 0^-, 1^-, 2^-$, если речь идет о «заряженных» резонансах (μ -захват [82], процессы (γ, π) и (π, γ) [83], (n, p) - и (p, n) -перезарядка [84, 85]) или $(Y_1 \times \sigma)_{JM}\tau_3$, если речь идет о «нейтральных» резонансах (неупругое рассеяние электронов (e, e') с энергией порядка 100 МэВ).

У легчайших ядер p -оболочки ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ спин-дипольный резонанс характеризуется конфигурационным расщеплением и супермультиплетной структурой подобно $E1$ -резонансу. Это иллюстрирует рис. 33,а,б, где приводятся гигантские резонансы, возбуждаемые у ядра ${}^6\text{Li}$ в реакциях (π^-, γ) и (p, n) . Специфика этих реакций в том, что заселяются и самые низшие состояния конечного ядра ${}^6\text{He}$, т.к., например, взаимодействие «эффективного внешнего поля» [86] с нуклоном в процессе (π^-, γ) содержит не только спин-дипольную амплитуду (присутствуют, например, также гамов-теллеровские переходы $\Delta L = 0$, $\Delta S = \Delta T = 1$, соответствующие оператору $Q = \sigma\tau_{\pm}$), однако нас здесь интересует в основном гигантский резонанс, ассоциируемый конкретно со спин-дипольным взаимодействием. Регистрация с высоким разрешением энергии фотонов в эксперименте (π^-, γ) позволила (в отличие от поглощения μ -мезонов, где нейтрино не регистрируется) получить в деталях E -зависимость сечения по всей широкой полосе спин-дипольного поглощения [83, 87] (рис. 33,а). Теоретические результаты [83,88] раскрывают физическое содержание этой картины, роль обоих крупномасштабных факторов — супермультиплетной симметрии и конфигурационного расщепления. Из трех больших перекрывающихся максимумов сечения самый правый (низкоэнергетический) соответствует переходам внутри валентной оболочки, которые приводят к состояниям со схемой Юнга {42}. Средний максимум соответствует спин-дипольному резонансу, двум близким по энергиям группам переходов: $s^4p^2\{42\} \rightarrow s^4p(2s2d)$ с $\{f\} = \{42\}, \{411\}$ (это группа А) и $s^4p^2 \rightarrow s^3p^3\{33\}$ (это группа Б). Наконец, левый (высокоэнергетичный) максимум — это главные переходы группы Б (создающие большую ширину полосы поглощения) $s^4p^2 \rightarrow s^3p^3\{321\}$. Сказывается, что в теоретическом расчете не учтена большая ширина $0s$ -дырки.

Реакция перезарядки ${}^6\text{Li}(n, p){}^6\text{He}$ при достаточно большой кинетической энергии налетающего нейтрона 60 МэВ (что позволяет дать сравнительно простую интерпретацию на основе импульсного приближения с искаженными волнами) дает аналогичную картину [84] (рис. 33,б), но с большим сечением в области высокоэнергетичного максимума. Это связано с тем, что

здесь возбуждается не только спин-дипольный резонанс, но и электрический дипольный.

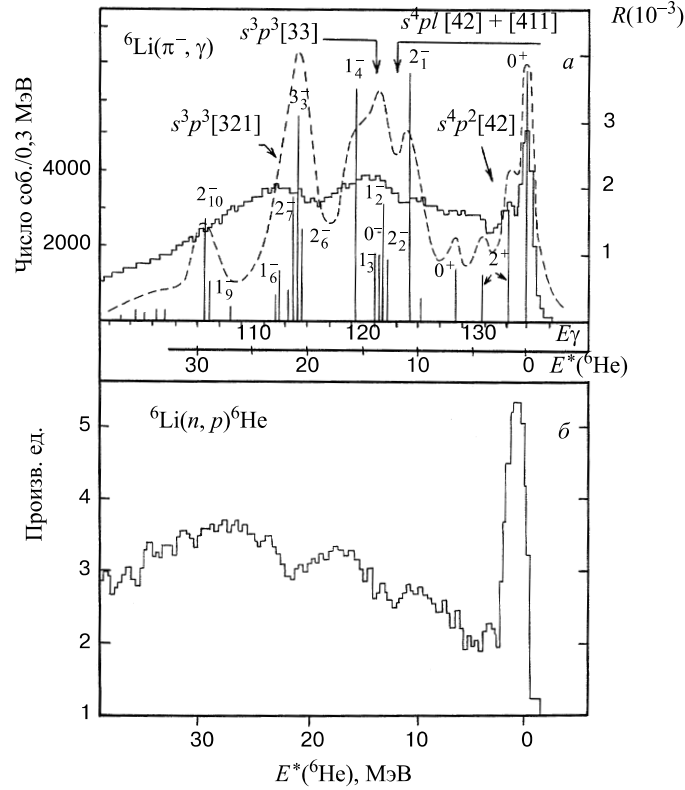


Рис. 33. *а*) Спектр возбуждения ядра ${}^6\text{He}$, возникающего в реакции (π^-, γ) радиационного захвата пионов на ядре ${}^6\text{Li}$. Вертикальные линии — результаты расчета на дискретном базисе, пунктирная кривая — результат размытия линий в интервале $\Delta E = 2$ МэВ, гистограмма — эксперимент [83]. Стрелками отмечено положение по энергии соответствующих конфигураций. *б*) Гистограмма возбуждения ядра ${}^6\text{He}$ в реакции ${}^6\text{Li}(n, p){}^6\text{He}$ [84]

Поскольку распады конечного возбужденного ядра ${}^6\text{He}$ в указанных реакциях не исследовались, то здесь нет прямой проверки состава частично-дырочных конфигураций — как это было при исследовании $E1$ -резонанса у ядер $2s2d$ -оболочки. Однако имеется независимая проверка через угловые распределения фотопионов в реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^6\text{He}^*$, которые тоже определяются конфигурационным составом ph -возбуждений, но в более интеграль-

ной форме. Эксперимент [89] и теория [90], основанная на микроскопической картине рис. 33,а, представлены на рис. 34. Видно их хорошее согласие (на рис. 34,а и 34,б это переходы $p \rightarrow d$, а на рис. 34,в и г — переходы $s \rightarrow p$).

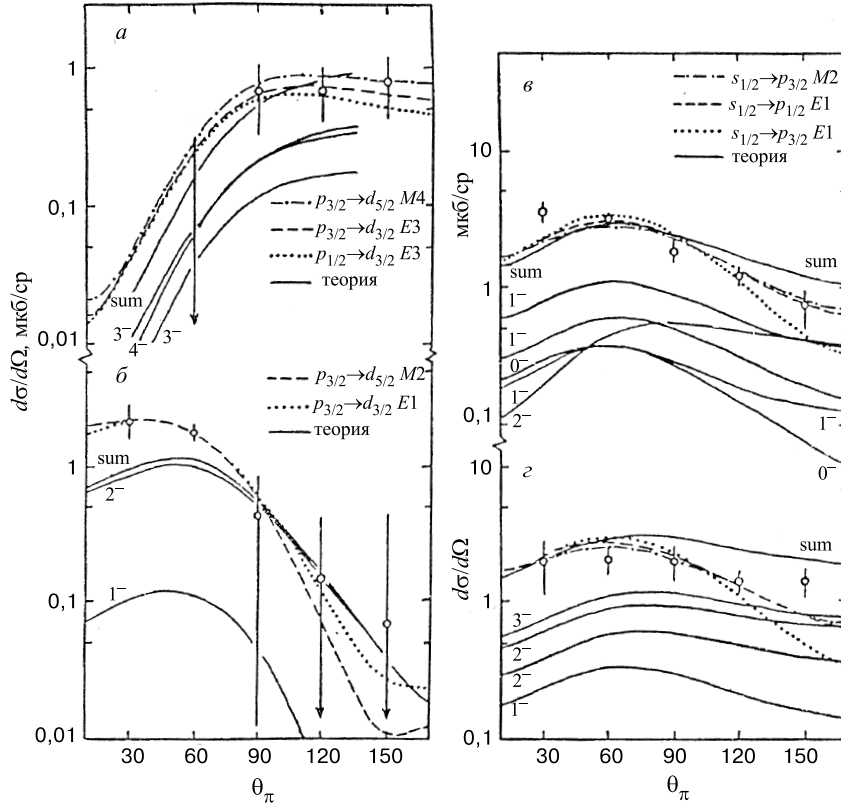


Рис. 34. Дифференциальное сечение фотопионов в реакции фоторождения пионов в ядре ${}^6\text{Li}$ при четырех энергиях E^* возбуждения конечного ядра ${}^6\text{He}$: а) $E^* = 12$ МэВ, б) $E^* = 13,6$ МэВ, в) $E^* = 17,7$ МэВ, г) $E^* = 24$ МэВ. Сплошные кривые — расчет в $1\hbar\omega$ оболочечной модели [90], остальные кривые — расчет в одночастичной модели [84], экспериментальные данные — из [89]

На рис. 35 дано систематическое сравнение ДГР с суперпозицией ДГР и СДГР, возбуждаемой в реакции перезарядки (p, n) на ядрах p -оболочки [85]. При малых энергиях возбуждения хорошо видны переходы Гамова–Теллера. Мы опять наблюдаем здесь яркую демонстрацию огромного конфигурационного расщепления (КР) у обоих резонансов, причем (p, n)-реакция измерена в более широком диапазоне энергий возбуждения конечного ядра.

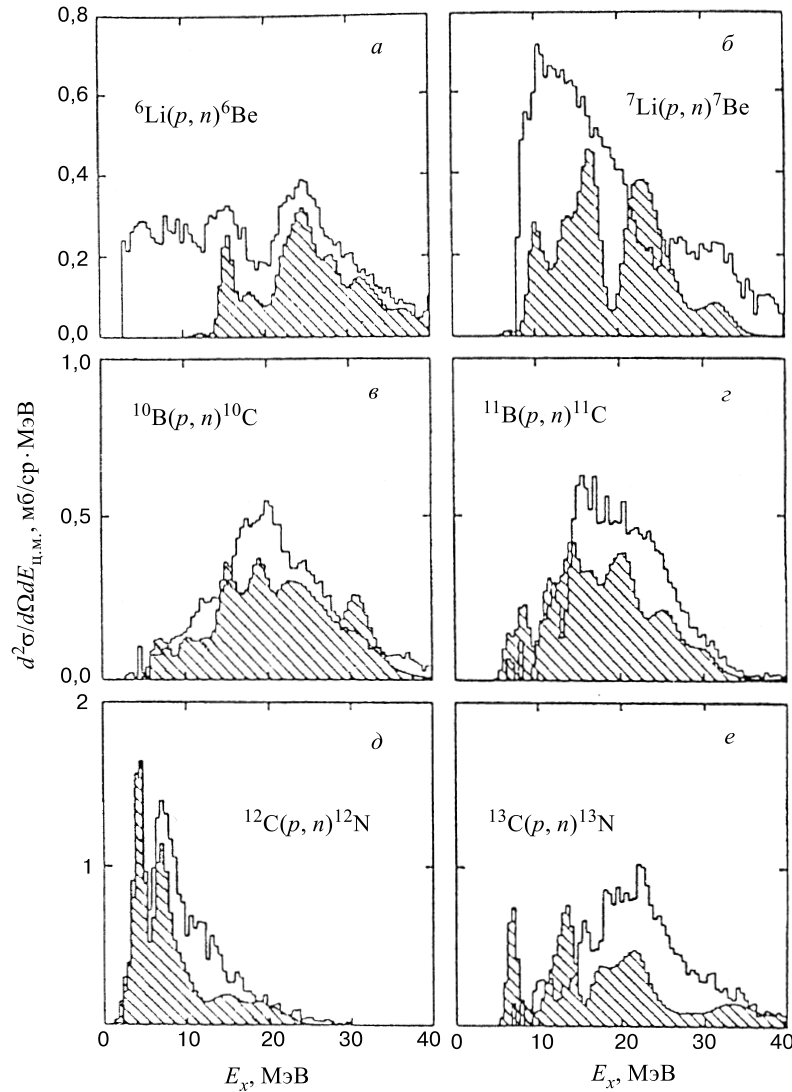


Рис. 35. Дифференциальное сечение $d^2\sigma/d\Omega dE_{\text{ц.м.}}$ реакции (p, n) на ряде ядер $1p$ -оболочки в зависимости от энергии возбуждения E_x конечных ядер. Угол вылета нейтронов $\theta = 10^\circ$, энергия налетающих протонов $E_p = 186$ МэВ [85]. Заштрихованные гистограммы — сечения реакции (γ, n) на ядрах-мишенях, сдвинутые по энергии к порогу (p, n) -реакции

Переходя к ядрам оболочки $2s2d$, сделаем вначале необходимые разъяснения. Заметное отличие СДГР с точки зрения «тонкой структуры» от элек-

трического дипольного резонанса состоит в том, что совсем не подавлены переходы с переворачиванием спина относительно орбитального момента. При этом в диагональном приближении такого рода переходы $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ или $2d_{5/2} \rightarrow 3f_{5/2}$ уходят вверх по энергии сравнительно с электрическими дипольными переходами $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ или $2d_{5/2} \rightarrow 3f_{7/2}$ на величину спин-орбитального расщепления у d - или, соответственно, f -нуклонов. Переходы $1p_{1/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ или $2d_{3/2} \rightarrow 3f_{7/2}$ опускаются, наоборот, вниз на такую же величину, и, если согласно еще старому заключению Вилкинсона [10] о $E1$ -резонансе (ДГР) ядер $1p$ -оболочки спин-орбитальное взаимодействие почти не проявляется, то у спин-дипольного резонанса уже в диагональном приближении в сравнении с $E1$ -резонансом возникает дополнительный по отношению к эффекту глубоких дырок существенный разброс ΔE частично-дырочных

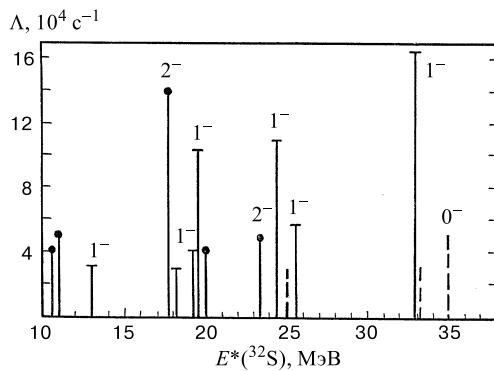


Рис. 36. Спектр возбуждения ядра ^{32}P , возникающего в реакции $^{32}\text{S}(\mu^-, \nu)$ [91]. По горизонтальной оси отложена энергия возбуждения ^{32}S , отличающаяся от энергии возбуждения ^{32}P на постоянную величину (это энергия возбуждения низшего уровня с $T = 1$ в ядре ^{32}S)

важных для ДГР [77, 92]. Сохраняется указанный большой эффект спин-орбитального взаимодействия, и большое конфигурационное расщепление принимает другой облик. Похожая картина должна наблюдаться и при неупругом рассеянии электронов на ядре ^{32}S , где возбуждается и ДГР, и СДГР [92]. Это было бы интересно проверить на нуклонных распадных спектрах. На рис. 37 приведены в сравнении с расчетом Р.А.Эрамжяна с сотрудниками [93] экспериментальные данные [83] о реакции (π^-, γ) на ядре ^{32}S , характеризующиеся, правда, большими значениями переданных импульсов, чем в случае ДГР, так что проявляются и более высокие мультипольности, чем СДГР. На рисунке СДГР — это широкая область энергий возбуждения ядра ^{32}S с $T = 1$

(ph) возбуждений, примерно равный удвоенному спин-орбитальному расщеплению (для ядер sd -оболочки $\Delta E \approx 8 \div 10$ МэВ). В итоге спин-дипольная полоса поглощения будет заметно шире, чем дипольная! На рис. 36 приведен результат диагонализации матрицы ph -взаимодействий [91] для спин-дипольных возбуждений 0^- , 1^- и 2^- ядра ^{32}S в процессе μ -захвата с учетом отмеченного разброса по энергиям исходных ph -состояний. Мы видим, что тонкая структура спин-дипольной полосы, конфигурационный состав ph -состояний в разных ее частях существенно отличаются от та-

от 10 до 35 МэВ. Она обозначена символом $1\hbar\omega$. Этот рисунок хорошо иллюстрирует сказанное выше.

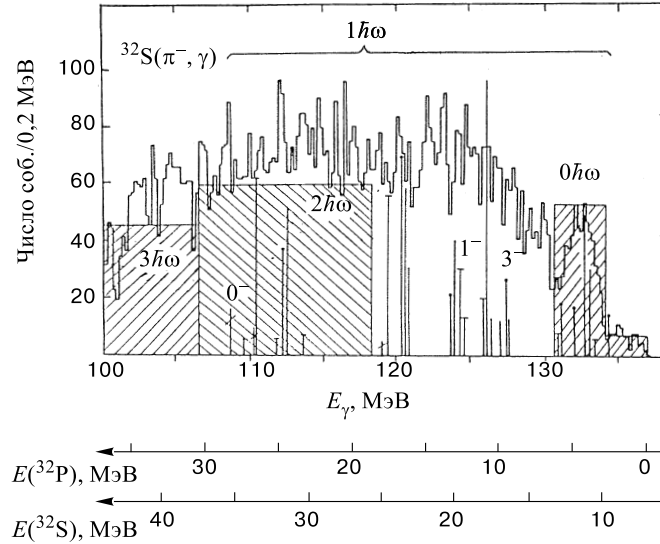


Рис. 37. Спектры возбуждения ядра ^{32}P в реакции (π^-, γ) радиационного захвата пионов на ядре ^{32}S . Наряду со шкалой энергий ядра ^{32}P приведена шкала для ядра ^{32}S . Гистограмма — результаты эксперимента [83], вертикальные линии и прямоугольники — результаты расчета [83] состояний, занимающих интервал $\Delta E = 10-15$ МэВ

Для ядер оболочки $3p3f$ данных о СДГР нет. Вопросы о резонансах более высокой мультипольности мы коротко коснемся в заключении.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем некоторые общие итоги наших многолетних исследований на основе материала, изложенного в данном обзоре.

1. В 50–60-е годы само базисное представление о ДГР как о едином дипольном состоянии в качестве некоего стереотипа сформировалось на примере магического тяжелого ядра ^{208}Pb , схематически рассмотренного Брауном и Больстерли [13]. «Дисциплинирующее влияние» этого стереотипа было столь велико, что появившиеся в конце 50-х — начале 60-х годов первые данные реакций $(p, 2p)$ и $(e, e'p)$ при высоких энергиях, четко указывавшие на гораздо большую энергию связи нуклонов во внутренних оболочках,

чем это следует из осцилляторной модели оболочек, были использованы тогда только нашей фотоядерной группой (но игнорировались всеми остальными), и это привело нас к концепции очень большого конфигурационного расщепления ДГР у немагических ядер $1p$ - и $2s2d$ -оболочек [39, 40]. Это помогло естественным образом объяснить [2,3] появившиеся несколько позже «странные» данные о полных сечениях $\sigma(\gamma, \text{total})$ и $\sigma(\gamma, Tn)$ для ядер $1p$ - и $2s2d$ -оболочек, измеренных в широком диапазоне энергий. У легчайших ядер p -оболочки КР увеличивается благодаря его сочетанию с супермультиплетной структурой, и возникает красивое явление звездного кластерного распада группы Б, еще мало исследованное. Фоторасщепление ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow \alpha + t$ уже в широком диапазоне энергий $0 < E_\gamma < 70$ МэВ создает базу для определения кластер-кластерных потенциалов (аналогично и для других пар кластеров, например, $d + h \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$).

2. В силу абсолютного господства указанного стереотипа никому не приходило в голову проводить измерения спектра фотонуклонов (γ, p_i) , (γ, n_i) на ядрах с незамкнутыми оболочками в широком диапазоне энергий конечных состояний i ядра $A - 1$, который включал бы и возбуждения нуклона высшей заполненной оболочки (т.е. соответствующие «дырочные» состояния). Рекомендация провести именно такие измерения [39, 40] была с успехом реализована [65, 80] и дала убедительное прямое подтверждение концепции КР ядер $2s2d$ -оболочки (для ядер p -оболочки такие измерения не проведены и это следует сделать). Ведь группа Б не возбуждается в стандартных экспериментах $(\gamma, p_0 + p_1)$, связанных еще с одним стереотипом — в тяжелых ядрах с взаимодействием спаривания при удалении нуклона из валентной оболочки немагического ядра с четным числом частиц возбуждается лишь одно состояние (все сохранившиеся пары плюс нуклон из разорванной пары). В легких же ядрах «валентная дырка» может соответствовать десяткам состояний, занимающих интервал $\Delta E = 10 \div 15$ МэВ.

3. В итоге всех описанных усилий было выяснено, что у большинства немагических ядер $1p$ - и $2s2d$ -оболочки фактически формируется не ДГР, а очень широкая (~ 30 МэВ в p -оболочке и ~ 20 МэВ в sd -оболочке) полоса дипольного поглощения γ -квантов с разным конфигурационным составом ph -возбуждений в разных частях этой полосы — группа А и группа Б. При возрастании атомного номера, например, от ядра ${}^{19}\text{F}$ в sd -оболочке к ядру ${}^{39}\text{K}$, группа Б сдвигается направо и становится все более широкой (увеличивается фрагментация p -дырки), но ее площадь уменьшается, т.к. уменьшается число свободных мест в sd -оболочке. В качестве своего рода научного курьеза можно отметить, что КР обнаруживается даже у $E1$ -резонанса на ядре ${}^{40}\text{Ca}$ [64, 75], поскольку это «плохое» магическое ядро имеет весьма заметные примеси $2p2h$ -конфигураций $(2s2d)^{-2}(3p3f)^2$ и т.д. В итоге левее главного максимума ДГР (переходы $2s2d \rightarrow 3p3f$) здесь имеется отчетливо видимая группа переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$, а правее его — группа переходов

$1p \rightarrow 2s2d$, т.е. мы имеем здесь уникальный случай с разнесенными по энергии тремя группами переходов у ДГР разного конфигурационного состава — А, Б и В!

4. В последние годы анализ нескольких фотоядерных экспериментов на ядрах $3p3f$ -оболочки [64, 75] убедительно показал на примере «средне-легкого» ядра ^{58}Ni , что существенное КР есть у дипольного резонанса и здесь. Существенной чертой, однако, является, как свидетельствуют спектры фотонуклонов, уже заметное перемешивание конфигураций, соответствующих группам А и Б. Это признак того, что у ядер следующей оболочки $4s4d4g$ конфигурационное расщепление, по-видимому, отсутствует. Исследование этого интересного круга вопросов нужно продолжить.

5. Углубление уровней внутренних оболочек ядра, по сравнению с осцилляторной ямой, упомянутое выше, описывается зависящим от плотности эффективным NN -взаимодействием Скирма [32], и энергию «центра тяжести» возбуждения группы Б можно принять как оценку осцилляторной частоты $\hbar\omega$ возбуждения дипольных колебаний внутренних плотных слоев ядра. К сожалению, эта информация не распространяется на тяжелые ядра.

6. Конфигурационное расщепление обнаружено для ядер p - и sd -оболочек и у «ближайшего родственника ДГР» — спин-дипольного гигантского резонанса СДГР, введенного в свое время В.В.Балашовым с сотрудниками [82] в качестве коллективного механизма μ -захвата ядрами. По масштабу оно близко к таковому для ДГР, хотя «микроскопическая картина» заметно отличается.

7. Вопрос о высших гигантских резонансах рассмотрим на примере квадрупольного гигантского резонанса (КГР). Здесь, в принципе, существует очень большое конфигурационное расщепление у немагических ядер, когда группа А соответствует $0\hbar\omega$ -переходам с возбуждением уровней внутри валентной оболочки (она хорошо изучена), группа Б — $2\hbar\omega$ -переходам из наружной заполненной оболочки в ближайшую незаполненную (следующую после валентной) и группа В — $2\hbar\omega$ -переходам из предпоследней заполненной в валентную оболочку. Но КГР — это уже слабый резонанс, и поэтому, например, для ядер sd -оболочки большая фрагментация $1p$ -дырочных состояний делает переходы группы Б $1p \rightarrow 3p3f$ при энергиях $E_\gamma \sim 30$ МэВ вялым широкополосным фоном. Еще более это справедливо для лежащих еще выше переходов группы В $0s \rightarrow 2s2d$ из-за возрастающей фрагментации дырки при переходе от $1p^{-1}$ - к $0s^{-1}$ -конфигурации.

8. Интересен вопрос о механизме большого уширения глубоких дырочных состояний [42]. Это требует исследования спектров распада этих состояний с использованием в экспериментах типа $A(p, 2p)(A-1)^* \rightarrow (A-2) + n$ уже тройных совпадений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Electric and Magnetic Resonances in Nuclei. — Singapore. World Scientific, 1991. Ed. by Speth J.
2. Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G. — Phys. Rep., 1986, v.136, №4-6, p.230.
3. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г. и др. — УФН, 1990, т.160, с.57.
4. Данос М., Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А. — УФН, 1995, т.165, с. 1345.
5. Baldwin G.C., Klaiber G.S. — Phys. Rev., 1947, v.71, p.3.
6. Мигдал А.Б. — ЖЭТФ, 1945, т.15, с.81.
7. Goldhaber M., Teller E. — Phys. Rev., 1948, v.74, p.1046.
8. Danos M. — Ann. d. Phys. (Leipzig), 1952, v.10, p.265;
Okamoto K. — Theor. Phys., 1956, v.15, p.75;
Danos M. — Nucl. Phys., 1958, v.5, p.23;
Danos M., Greiner W. — Phys. Rev., 1964, v.B134, p.284;
Huber M.G., Danos M., Weber H.J., Greiner W. — Phys. Rev., 1968, v.155, p.1073;
Semenko S.F. — Phys. Lett., 1964, v.10, p.182; 1964, v.13, p. 157.
9. Meyer M.G., Jensen J.H. — Elementary Theory of Nuclear Shell Structure. N.Y., 1955.
10. Wilkinson D.H. — Physica, 1956, v.22, p.1039, p.1043, p.1058.
11. Неудачин В.Г., Шевченко В.Г., Юдин Н.П. — ЖЭТФ, 1960, т.39, с.108.
12. Elliott J.P., Flowers B.H. — Proc. Roy. Soc., 1956, v.A242, p.57.
13. Brown G.E., Bolsterly M. — Phys. Rev. Lett., 1959, v.3, p. 472.
14. Мигдал А.Б. — Теория конечных ферми-систем. М.: Наука, 1983.
15. Соловьев В.Г. — Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Наука, 1989;
Вдовин А.И., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237.
16. Cavinato M., Marangoni M., Saruis A.M. — Phys. Lett., 1985, v.163B, p.49;
Cavinato M., Marangoni M., Ottaviani P.L., Saruis A.M. — Nucl. Phys., 1985, v.A444, p.13.
17. Danos M., Greiner W. — Phys. Rev., 1965, v.B138, p.876.
18. Живописцев Ф.А., Московкин В.М., Юдин Н.П. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1966, т.30, с.306.
19. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. — Nucl. Phys., 1977, v.A288, p.376; Nucl. Phys., 1980, v.A342, p.261;
Воронов В.В., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ 1983, т.14, с.1380.
20. Speth J., Wambach J. — Int. Rev. Nucl. Phys., 1991, v.7. World Scientific, ed. Speth J.
21. Kamerdzhiiev S., Speth J., Tertychny G., Tselaev V. — Nucl. Phys., 1993, v.A555, p.90.
22. Балашов В.В., Чернов В.М. — ЖЭТФ, 1962, т.43, с.227.
23. Ponomarev V.Yu. et al. — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.1168.
24. Drozd S., Nishizaki S., Speth J., Wambach J. — Phys. Rep., 1990, v.197, p.3.
25. Камерджиев С.П., Тертычный Г.Я., Целяев В.И. — ЭЧАЯ, 1997, т.28, с.333.
26. Griffin J.J. — Phys. Rev. Lett., 1967, v.17, p.478;
Feshbach H. — Rev. Mod. Phys., 1974, v.46, p.1;
Feshbach H., Kerman A., Koonin S. — Ann. of Phys., 1980, v.125, p.429;
Живописцев Ф.А., Сухаревский В.Г. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.1248.

27. Урин М.Г. — Релаксация ядерных возбуждений. М.: Энергоиздат, 1991.
28. Chekomasov G.A., Urin M.H. — Phys. Lett., 1995, v. B354, p.7.
29. Малов Л.А., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.301.
30. Krewald S., Nakayama K., Speth J. — Phys. Rep., 1988, v.161, p.105.
31. Osterfeld F. — Rev. Mod. Phys., 1992, v.64, p.491.
32. Skyrme T.H.R. — Phyl. Mag., 1956, v.1, p.1043;
Vautherin D., Brink D.M. — Phys. Rev., 1972, v.C5, p.626.
33. Ишханов Б.С., Эрамжян Р.А., Юдин Н.П. — ЭЧАЯ, 2000, т.31, вып.2, с.313.
34. Balashov V.V., Belyaev V.B., Kabachnik N.M., Eramzhyan R.A. — Phys. Lett., 1964, v.9, p.168.
35. Foldy L.L., Walecka I.D. — Nuovo Cim., 1964, v.34, p.1026;
Barloo J. et al. — Phys. Lett., 1964, v.9, p.84.
36. Evseev V.S., Kozlowski T., Roganov V., Woitkowska J. — Phys. Lett., 1969, v.28B, p.553;
Войтковска Й., Евсеев В.С., Козловски Т. и др. — ЯФ, 1971, т.14, с.624.
37. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. — Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969;
Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудчик А.Т. и др. — Ассоциирование нуклонов в ядрах реакции многонуклонных передач. Киев.: Наукова думка, 1988.
38. Бояркина А.Н. — Структура ядер 1p-оболочки. М.: Изд. МГУ, 1973.
39. Неудачин В.Г., Шевченко В.Г., Юдин Н.П. — Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М.: Изд. АН СССР, 1962, с.486.
40. Neudatchin V.G., Shevchenko V.G., Yudin N.P. — Phys. Lett., 1964, v.10, p.180;
Neudatchin V.G., Shevchenko V.G. — Phys. Lett., 1964, v.12, p.18.
41. Ahrens J., Borchert H., Czock K.H. — Nucl. Phys., 1975, v.A251, p.479.
42. Волков С.С., Воробьев А.А., Домченков О.А. и др. — ЯФ, 1990, т.52, с.1339;
Воробьев А.А., Доценко Ю.В., Лободенко А.А. и др. — ЯФ, 1994, т.58, с.3.
43. Mahaux C. et al. — Phys. Rep., 1985, v.120, p.3.
44. Amaldy V., Campos Venturi G., Cortellessa G. et al. — Phys. Lett., 1966, v.22, p.593.
45. Котиков Е.А., Махновский Е.Д. — ЯФ, 1985, т.41, с.289.
46. Варламов В.В., Косыхин А.Е., Угасте А.Ю., Черняев А.П. — Изв. АН РАН, сер. физ., 1992, т.56, с.143.
47. Kukulín V.I., Neudatchin V.G. — Nucl. Phys., 1970, v.A157, p.609;
Кузнецова Л.М., Кукулин В.И., Неудачин В.Г. — ЯФ, 1971, т.13, с.694.
48. Burkova N.A., Denyak V.V., Eramzhyan R.A. et al. — Nucl. Phys., 1995, v.A586, p.293.
49. Неудачин В.Г., Хохлов Н.А., Кныр В.А., Широков А.М. — ЯФ, 1997, т.60, с.1086.
50. Кукулин В.И., Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.1236;
Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В. — ЯФ, 1990, т.51, №6, с.1451; ЯФ, 1993, т.56, №2, с.87; ЯФ, 1993, т.56, №4, с.45; ЯФ, 1994, т.57, №5, с.784.
51. Копыгин И.В., Корнев А.С., Хускивадзе А.А. — Изв. АН РАН, сер. физ., 1999, т.63, с.1005.
52. Neudatchin V.G., Pomerantsev V.N., Sakharuk A.A. — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.1512.;
Неудачин В.Г., Сахарук А.А., Смирнов Ю.Ф. — ЭЧАЯ, 1992, т.23, с.480;
Neudatchin V.G., Sakharuk A.A., Dubovitchenko S.B. — Few-Body Systems, 1995, v.18, p.159.

53. Fiedeldey H., Sofianos S.A., Ellerkmann G. — *Few-Body Systems*, 1995, v.18, p.173.
54. Skopik D.M., Weller H.R., Robertson N.R., Wender S.A. — *Phys. Rev.*, 1979, v.C19, p.601.
55. Berman B.L., Koester L.J., Smith J.H. — *Phys. Rev.*, 1964, v.B117, p.133.
56. Stewart J.R., Morrison R.C., O'Connell J.C. — *Phys. Rev.*, 1965, v.B372, p.138.
57. Belt B.D., Bingham C.R., Halbert M.L., Van der Voude A. — *Phys. Rev. Lett.*, 1970, v.24, p.1120.
58. King T.R., Meyerhof W.E., Hirko R.G. — *Nucl. Phys.*, 1972, v.A178, p.337.
59. Skopik M.D., Dodge W.R. — *Phys. Rev.*, 1972, v.C6, p.43.
60. Горбунов А.Н. — *Тр. Физ. Ин-та АН СССР*, 1974, т.71, с.3;
Gorbunov A.N. — *Phys. Lett.*, 1968, v.B27, p.436.
61. Hahn K.I., Brune C.R., Kavanagh R.W. — *Phys. Rev.*, 1995, v.C51, p.1624.
62. Voronchev V.I., Krasnopol'sky V.M., Kukul'in V.I. — *J. Phys.*, 1982, v.G8, p.649, p.667;
Kukul'in V.I., Krasnopol'sky V.M., Voronchev V.I., Sazonov P.B. — *Nucl. Phys.*, 1984, v.A417, p.128.
63. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Эрамжян Р.А. — *ЭЧАЯ*, 1992, т.23, с.1770; 1995, т.26, с.873.
64. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тугынь И.А. — *ЯФ*, 1995, т.58, с.1180.
65. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Эрамжян Р.А. — *ЭЧАЯ*, 1983, т.14, с.286.
66. Ryan P.J.P., Thompson M.N., Shoda K., Tanaka T. — *Nucl. Phys.*, 1983, v.A411, p.105.
67. Gulbranson R.L., Cardman L.S., Doron A., Erell A., Lindgren K.R., Yavin A.I. — *Phys. Rev.*, 1983, v.C27, p.470.
68. Kerkhove E., Ferdinande H., Van der Vyver R., Berkvens P., Van Otten P., Van Camp E., Ryckbosch D. — *Phys. Rev.*, 1984, v.C29, p.2047.
69. Kerkhove E., Ferdinande H., Van Otten P. et al. — *Phys. Rev.*, 1985, v.C31, p.1071; v.C32, p.368.
70. Sutton R.A., Thompson M.N., Hirooka M., Tanaka T., Shoda K. — *Nucl. Phys.*, 1986, v.A452, p.41.
71. Ryan P.J.P., Thompson M.N. — *Nucl. Phys.*, 1986, v.A457, p.1.
72. Kerkhove E., Berkvens P., Van der Vyver R., Ferdinande H., Van Otten P., Ryckbosch D., Van Camp E. — *Nucl. Phys.*, 1987, v.A474, p.397.
73. O'Rielly G.V., Zubanov D., Thompson M.N. — *Phys. Rev.*, 1989, v.C40, p.59.
74. Dolbilkin B.S., Kondratiev R.L., Lisin V.P. et al. — *Z. Physik*, 1988, v.A331, p.107.
75. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тугынь И.А. — *ЯФ*, 1993, т.56, вып.8, с.1; 1994, т.57, с.2300.
76. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Shevchenko V.G., Yuryev B.A. — *Phys. Lett.*, 1964, v.9, p.162;
Forkman B., Stiefler W. — *Nucl. Phys.*, 1964, v.56, p.615.
77. Nilsson S.G., Sawicki J., Glendenning N. — *Nucl. Phys.*, 1962, v.33, p.239.
78. Bergere R. — *Photonuclear Reactions I. Lecture Notes in Physics*. 1977, v.61, p.1.
79. Majling L., Neudatchin V.G., Yudin N.P. et al. — *Nucl. Phys.*, 1970, v.A143, p.429.

80. **Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Эрамжян Р.А.** — ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.905.
81. **Ишханов Б.С., Капитонов И.М.** — Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, с.465.
82. **Балашов В.В., Коренман Г.Я., Эрамжян Р.А.** — Поглощение мезонов атомными ядрами. М.: Атомиздат, 1978.
83. **Гмитро М., Киссенер Х.Р., Трюоль П., Эрамжян Р.А.** — ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.1230; 1983, т.14, с.773.
84. **Brady F.P., Needham G., Ullmann Y.L. et al.** — J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1984, v.10, p.363.
85. **Yang X., Wang L., Rapaport J. et al.** — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.2535.
86. **Osterfeld F.** — Rev. Mod. Phys., 1992, v.64, p.491.
87. **Renker D., Dahme W., Hering W. et al.** — Phys. Lett., 1978, v.41, p.1279.
88. **Kissener H. R., Dogotar G.E., Eramzhyan R.A., Sakaev R.A.** — Nucl. Phys., 1978, v.A312, p.394.
89. **Shoda K.** — Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. В сб.: Труды VI семинара. ИЯИ АН СССР, М.; 1986, с.118.
90. **Камалов С.С., Каипов Т.Д., Эрамжян Р.А.** — В сб.: Труды VI семинара. ИЯИ АН СССР, Москва, 1986, с.143; Z. Physik, 1985, v.A322, p.321.
91. **Bely Yu.I., Eramzhyan R.A., Majling L. et al.** — Nucl. Phys., 1973, v.A204, p.357.
92. **Белый Ю.И., Кабачник Н.М.** — ЯФ, 1971, т.14, с.1113.
93. **Майлинг Л., Ржизек Й., Сакаев Р.А., Эрамжян Р.А.** — Чехосл. физ. журнал, 1978, т.В28, с.1081.