

О Б З О Р

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Симметрии фотоядерных реакций

Б. С. Ишханов

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики. НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru*

Статья поступила 09.11.2009, подписана в печать 24.12.2009

Обсуждаются механизмы взаимодействия γ -квантов с атомными ядрами, влияние симметрии ядра на структуру дипольного гигантского резонанса.

Ключевые слова: атомное ядро, дипольный гигантский резонанс, симметрии.

УДК: 539.14. PACS: 24.00.00.

Настоящая статья посвящена Василию Степановичу Фурсову — выдающемуся ученому, внесшему неоценимый вклад как в развитие науки и укрепление обороноспособности страны, так и в развитие образования в СССР. 14 января 2010 г. исполнилось 100 лет со дня его рождения.

Первые научные исследования В. С. Фурсова были выполнены на физико-математическом факультете МГУ в области молекулярной спектроскопии и посвящены проблеме уширения спектральных линий.

С 1944 г. научные интересы В. С. Фурсова были связаны с быстроразвивающимся направлением науки — ядерной физики. Его работы всегда были на переднем крае исследований и во многом способствовали быстрому развитию науки. Ему принадлежат пионерские работы по анализу устойчивого движения пучка заряженных частиц в ускорителях на основе теории параметрического резонанса. Этот принцип широко известен под названием «метода жесткой фокусировки» используется при создании всех ускорителей высоких энергий.

Большое значение в развитии советской атомной программы сыграли работы В. С. Фурсова по созданию первого исследовательского уранграфитового ядерного реактора и последующих промышленных установок. В. С. Фурсов был заместителем И. В. Курчатова по разработке принципов работы и строительству ядерных реакторов.

В течение 35 лет В. С. Фурсов возглавлял коллектив физического факультета, являясь его деканом. Он считал, что учебный процесс на физическом факультете должен основываться на высокой научной квалификации сотрудников. На факультете были организованы новые научные лаборатории, развивались перспективные научные направления.

При его энергичной поддержке в Московском университете были начаты работы по созданию нового поколения электронных ускорителей — разрезных микротронов.

Для меня, проработавшего с В. С. Фурсовым 35 лет, и многих моих коллег, школа, созданная под его руководством, оказала решающее влияние на научную

работу, педагогическую деятельность и становление гражданской позиции. При решении любого вопроса В. С. Фурсов в первую очередь исходил из интересов факультета. Несмотря на внешнюю суровость, Василий Степанович был добрым и отзывчивым человеком.

Введение

Атомное ядро — уникальный физический объект, обладающий рядом взаимоисключающих свойств. На что похоже атомное ядро?

Одним из основных свойств ядерной материи следует считать существование в ядре независимого движения нуклонов. Из этого свойства следует, что атомное ядро похоже на вырожденный ферми-газ, т. е. на плотный идеальный газ, состоящий из частиц, подчиняющихся принципу Паули. Однако аналогия с газом весьма ограничена, так как атомное ядро само по себе имеет конечный размер и почти постоянную плотность, а не стремится занять максимальный объем, что свойственно газу. Ядро «держит» само себя, сохраняя свой объем. Постоянство плотности ядерной материи делает атомное ядро похожим на каплю жидкости, которую из-за проявления квантовых свойств, называют ферми-жидкостью. По аналогии с обычной жидкостью атомное ядро должно иметь сферическую форму. Поэтому существование атомных ядер, форма которых в равновесном состоянии сферическая, является сильным аргументом в пользу схожести атомного ядра и жидкой капли.

Существование в природе деформированных атомных ядер, форма которых отличается от сферически симметричной, делает атомное ядро похожим на твердое тело. Однако эта схожесть с твердым телом также весьма приближенная из-за наличия в атомном ядре одночастичных движений, свойственных атомам в газе, а не в твердом теле.

Существование в ядре коллективных возбужденных состояний типа гигантских резонансов делает его схожим с газом (звуковые волны), твердым телом (фононы) и с плазмой (плазмоны). Однако схожесть атомного ядра с плазмой, в которой основную роль играют

дальнействующие кулоновские силы, также весьма ограничена, так как в атомном ядре наряду с действующим кулоновским взаимодействием между протонами основную роль играет короткодействующее ядерное взаимодействие между нуклонами.

Таким образом, ядерная материя является новым, не встречающимся в обычном окружающем нас «макроскопическом» мире состоянием вещества с уникальными свойствами. Многообразие свойств атомных ядер породило различные модели атомных ядер, отражающие различные свойства симметрии атомных ядер.

1. Капельная модель ядра

Атомное ядро — система нейтронов n и протонов p , связанных ядерными силами. Для того чтобы разделить атомное ядро массы $M(A, Z)$, состоящее из N нейтронов и Z протонов ($A = Z + N$ — массовое число) на отдельные нейтроны и протоны, в ядро необходимо внести энергию. Эта энергия, называемая энергией связи ядра, определяется разностью масс атомного ядра $M(A, Z)$ и суммы масс свободных нейтронов и протонов:

$$M(A, Z) \cdot c^2 + E_{\text{bond}} = [ZM_p + (A - Z)M_n] \cdot c^2. \quad (1)$$

Исходя из аналогии между заряженной жидкой каплей радиуса $R = r_0 A^{1/3}$ и атомным ядром в 1935 г. К. Вейцзеккером [1] была написана полуэмпирическая формула для энергии связи ядра:

$$E_{\text{bond}}(A, Z) = \alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \alpha_4 \frac{1}{A} \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2 + \alpha_5 A^{-3/4}. \quad (2)$$

Первое слагаемое в энергии связи ядра, подобного жидкой капле или твердому телу, должно быть пропорционально массовому числу A

$$E_{\text{bulk}} = \alpha_1 A.$$

Это слагаемое представляет объемную энергию ядра и может быть интерпретировано как энергия связи ядра, симметричного по нейтронам и протонам, в пределе больших A и отсутствия кулоновских сил. Эксперимент подтверждает примерную пропорциональность энергии связи E_{bond} массовому числу A .

Второе слагаемое в энергии связи — поверхностная энергия ядра. Она уменьшает полную энергию связи, так как нуклоны, находящиеся на поверхности ядра имеют меньше соседей, чем внутренние частицы. Это хорошо известный эффект поверхностного натяжения. Однако в отличие от молекул классических жидкостей нуклоны на поверхности ядра обладают избыточной не только потенциальной, но и кинетической энергией. Поверхностная энергия пропорциональна поверхности сферической капли и зависит от массового числа:

$$E_{\text{surf}} = \alpha_2 A^{2/3}.$$

Третье слагаемое в энергии связи обусловлено кулоновским взаимодействием протонов:

$$E_{\text{coul}} = \alpha_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}.$$

В капельной модели предполагается, что электрический заряд протонов равномерно распределен по сфере радиуса $R = r_0 A^{1/3}$. Энергия E_{coul} также уменьшает общую энергию связи ядра.

Капельная модель учитывает вклад в энергию связи ядра объемной, поверхностной и кулоновской энергии. Однако этого не достаточно для корректного описания энергии связи реальных ядер. Чтобы учесть наблюдаемые в эксперименте закономерности, в энергию связи E_{bond} необходимо добавить слагаемые, которые не могут быть обоснованы в рамках капельной модели ядра. Прежде всего необходимо включить в E_{bond} энергию симметрии ядра, которая отражает тенденцию к стабильности ядер с $N = Z$:

$$E_{\text{sym}} = \alpha_4 \frac{1}{A} \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2.$$

Наблюдаемое в эксперименте скачкообразное изменение энергии связи ядра при добавлении к нему или удалении из него одного нуклона, учитывается E_{pair} парной энергией (энергией разрыва нуклонной пары). Эта энергия аппроксимируется выражением

$$E_{\text{pair}} = \alpha_5 A^{-3/4},$$

где $\alpha_5 > 0$ для четно-четных ядер, $\alpha_5 = 0$ для нечетных ядер и $\alpha_5 < 0$ для нечетно-нечетных ядер. Значения коэффициентов $\alpha_1 - \alpha_5$ были выбраны так, чтобы наилучшим образом воспроизвести экспериментальные значения масс стабильных ядер:

$$\alpha_1 = 15.75 \text{ МэВ}, \quad \alpha_2 = 17.8 \text{ МэВ}, \quad \alpha_3 = 0.71 \text{ МэВ}, \\ \alpha_4 = 94.8 \text{ МэВ}, \quad \alpha_5 = 34 \text{ МэВ}.$$

Формулы (1) и (2) позволяют по известным значениям A и Z вычислять энергию связи ядра с относительной погрешностью $\approx 10^{-2}$. Точность вычисления массы ядра $\approx 10^{-4}$. Энергия связи ядра растет с ростом массового числа A , достигая в тяжелых ядрах ($Z \approx 100$) величины ≈ 2 ГэВ. Поэтому гораздо удобнее использовать другую величину — удельную энергию связи ядра $\varepsilon(A, Z)$

$$\varepsilon(A, Z) = \frac{E_{\text{bond}}(A, Z)}{A}.$$

Вклад различных слагаемых в удельную энергию связи ядра показан на рис. 1. Увеличение удельной энергии связи в области малых A объясняется поведением поверхностной энергии: с ростом A уменьшается доля нуклонов, находящихся на поверхности ядра по сравнению с общим числом нуклонов. Постепенное уменьшение удельной энергии связи в области тяжелых ядер обусловлено кулоновскими силами, так как они растут по абсолютной величине при увеличении Z . Зависимость удельной энергии связи ε от массового числа A имеет фундаментальное значение при анализе стабильности атомных ядер и возможности их существования во Вселенной. Рост удельной энергии связи с увеличением массового числа A приводит к энергетически выгодной реакции синтеза ядер в звездах вплоть до образования ядер железа и никеля. Спад удельной энергии связи в области тяжелых ядер позволяет извлекать ядерную энергию при делении тяжелых ядер.

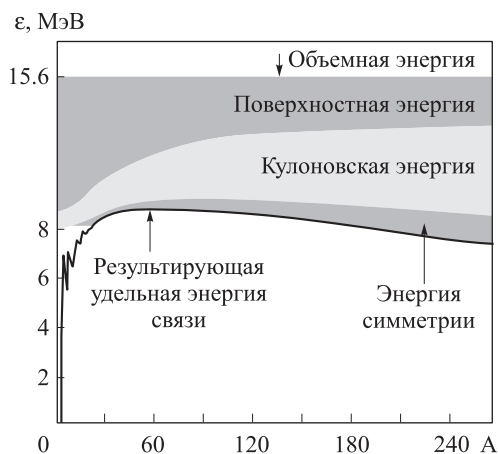


Рис. 1. Зависимость удельной энергии связи ядра от массового числа A

Коллективная модель ядра в виде модели жидкой капли широко использовалась в ядерной физике. Так, например, ее применяли при анализе механизма деления атомных ядер. Капельная модель была одной из первых моделей, использованных для объяснения взаимодействия γ -квантов с атомными ядрами в области энергий гигантского дипольного резонанса.

2. Гигантские резонансы в ядрах

У ядра-капли заряженной жидкости есть дополнительная степень свободы — взаимные колебания всех протонов относительно всех нейтронов. Такие колебания могут возникать под действием электромагнитного поля.

Исследование атомных ядер с помощью электромагнитных проб (γ -квантов, электронов) имеет ряд преимуществ перед частицами, сильно взаимодействующими с атомными ядрами, так как свойства электромагнитного взаимодействия хорошо изучены и механизм передачи энергии от налетающей частицы ядру известен точно. Поэтому легко разделить эффекты взаимодействия γ -кванта с атомным ядром от эффектов последующей динамики возбужденного состояния ядра, поглотившего γ -квант.

Гигантские резонансы — это высокоэнергетические коллективные движения большого числа нуклонов в ядре. Они проявляются в виде широких интенсивных максимумов, расположенных в энергетической области от нескольких МэВ до десятков МэВ.

Классификация гигантских резонансов основана на полном моменте J и четности P γ -кванта, вызывающего возбуждение атомного ядра. В настоящее время предсказано и обнаружено большое число различных гигантских резонансов — монополюных $E0$, $M0$, электрического и магнитного дипольных резонансов $E1$, $M1$, квадрупольных резонансов, а также возбуждение резонансов над возбужденным состоянием ядра и др. В дальнейшем более подробно обсудим свойства электрического дипольного гигантского резонанса (ДГР).

В сечении взаимодействия γ -квантов с атомными ядрами (рис. 2) наблюдается два интенсивных максимума. Один расположен в области энергий ~ 20 МэВ, второй — в области энергий возбуждения ~ 300 МэВ. Максимум в области ~ 20 МэВ обусловлен поглоще-

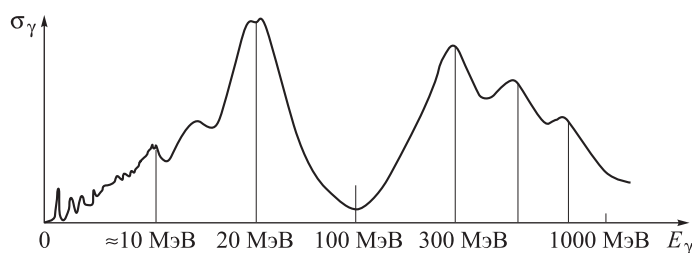


Рис. 2. Схематическое представление сечения фотопоглощения γ -квантов атомными ядрами в области энергий γ -квантов $E_\gamma < 1$ ГэВ

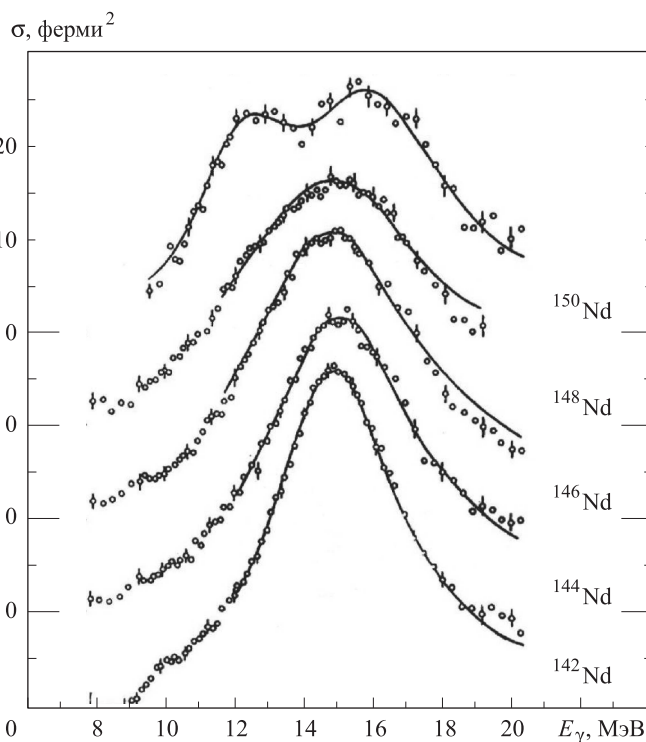


Рис. 3. Сечения фотопоглощения на четно-четных изотопах неодима

нием электрических дипольных γ -квантов и поэтому называется дипольным гигантским резонансом. Положение максимума ДГР зависит от массового числа A и приближенно описывается соотношением

$$E = 80A^{-1/3} \text{ МэВ.}$$

Ширина ДГР изменяется от 5 до 20 МэВ в зависимости от свойств атомного ядра и механизма взаимодействия γ -квантов с ядром. Распад возбужденного ядра в области энергий ДГР происходит посредством испускания протонов, одного или двух нейтронов. В области энергий ~ 300 МэВ длина волны γ -кванта уменьшается настолько, что он «видит» отдельные нуклоны, входящие в состав атомного ядра, и возбуждает внутренние степени свободы нуклона. При этих энергиях γ -квантов их длина свободного пробега велика по сравнению с размерами ядра. Поэтому γ -кванты свободно проникают внутрь ядра, т.е. они взаимодействуют со всеми нуклонами ядра, что приводит к пропорциональности полного сечения поглощения

γ -квантов массовому числу $\dot{E}A$. Максимум в области 300 МэВ является первым и наиболее интенсивным нуклонным резонансом и называется $\Delta(1232)$ -резонансом, или $\Delta(1232)$ -изобарой. Он обусловлен возбуждением кварковых степеней свободы в нуклоне. Ширина $\Delta(1232)$ -резонанса составляет ~ 150 МэВ. Распадается он на нуклон и π -мезон.

3. Дипольный гигантский резонанс

Теоретически предсказанное А. Б. Мигдалом и затем экспериментально открытое Г. Болдуином и Г. Клайбером [3] явление дипольного гигантского резонанса в фотоядерных реакциях стало большим событием в физике ядра. В отличие от всего ранее известного выяснилось, что высоко в континууме, существенно выше по энергии, чем порог испускания нуклонов в области высокой плотности уровней ядра, существует мощный максимум поглощения γ -квантов.

Можно без преувеличения сказать, что образование ДГР, а также гигантских резонансов другой природы, изучение их свойств и роль в различных ядерных процессах было одним из центральных пунктов, вокруг которого на протяжении последних 50 лет шли основные дискуссии в ядерной физике.

Первоначально теория ДГР была основана на гидродинамических представлениях, рассматривающих колебания ядра как жидкой капли под действием электромагнитного поля γ -кванта. Затем на первый план вышла проблема интерпретации ДГР в терминах одностепенных степеней свободы ядра. Однако к концу 1950-х гг. стало ясно, что ни гидродинамическая модель, ни модель независимых частиц не дают согласованного ответа на вопросы об энергетическом положении гигантского резонанса и механизме коллективизации дипольных переходов в ядре. Опираясь на эти крайние подходы, теория фотоядерных реакций оставалась упрощенной, не успевая за основным для того времени направлением развития общей теории ядра, в которой главное внимание уделялось вопросу нуклон-нуклонных корреляций в ядре и их разнообразным проявлениям на фоне самосогласованного среднего поля ядра: от эффектов поляризуемости ядра [4] до свойств сверхтекучести ядерного вещества [5, 6].

Однако в дальнейшем исследования природы возбуждения и распада ДГР сыграли решающую роль для введения в физику атомного ядра понятия о коллективных частично-дырочных состояниях и их проявлениях в различных реакциях.

4. Расщепление ДГР в аксиально-симметричных ядрах

Объединяющей особенностью макроскопического и микроскопического подходов является трактовка ДГР как возбуждения своеобразной коллективной степени свободы — взаимных колебаний всех протонов относительно всех нейтронов. Большую роль в формировании ДГР играют эффекты симметрии атомного ядра и ее нарушения. Пожалуй, наиболее ярким из таких эффектов является расщепление ДГР на два максимума в несферичных аксиально-симметричных тяжелых ядрах. В коллективной модели оно возникает за счет различия размеров a и b по двум осям симметрии ядра,

а в микроскопическом подходе за счет значительной разности энергии частично-дырочных конфигураций, соответствующих продольным и поперечным (по отношению к оси симметрии среднего поля) возбуждениям, несмешиваемостью их остаточным взаимодействием. Расщепление максимума на две компоненты связано с тем, что дипольные колебания вдоль большой оси вытянутого эллипсоида характеризуются меньшими частотами, чем колебания перпендикулярно этой оси. В соответствии с этим у эллипсоидально деформированного ядра возникают две резонансные частоты дипольных колебаний E_a и E_b .

Таким образом, нарушение сферической симметрии атомного ядра ярко проявляется в расщеплении ДГР на две компоненты E_a и E_b , соответствующие колебаниям ядерного эллипсоида вдоль большой и малой осей под действием электромагнитного поля. В работе [7] показано, что в этом случае отношение энергий E_a и E_b определяется отношением

$$\frac{E_a}{E_b} = 0.911 \frac{b}{a} + 0.089.$$

Различие в энергиях этих колебаний составляет

$$\Delta E = E_a - E_b = 80\beta A^{-1/3} \text{ МэВ},$$

где $\beta = \frac{b-a}{r_0 A^{1/3}}$ — параметр деформации ядра, $r_0 = 1.3$ фм.

При небольших деформациях наблюдается уширение максимума ДГР. При больших деформациях происходит расщепление ДГР на два максимума. Влияние деформации атомного ядра на форму ДГР можно проследить на примере фотонейтронных реакций на четно-четных изотопах неодима Nd.

В таблице приведена зависимость ширины гигантского дипольного резонанса Γ от параметра деформации ядра β . С увеличением параметра деформации увеличивается ширина ДГР, и в случае изотопа ^{150}Nd отчетливо проявляется расщепление ДГР на два перекрывающихся максимума.

Зависимость ширины гигантского дипольного резонанса от параметра деформации β

Изотопы неодима	Ширина гигантского дипольного резонанса Γ , МэВ	Параметр деформации β
^{142}Nd	4.4	0.10
^{144}Nd	5.3	0.11
^{146}Nd	6.0	0.15
^{148}Nd	7.2	0.19
^{150}Nd	ДГР-расщепление на две компоненты	0.27

5. Модель ядерных оболочек

До сих пор при обсуждении свойств ядерного ядра предполагалось, что распределение нуклонов в ядре является однородным. Однако неожиданно оказалось, что свойства ядер обнаруживают определенную периодичность при изменении числа составляющих их нуклонов.

На рис. 4 показана разность масс Δ между экспериментальными значениями и предсказаниями формулы Вейцзеккера для ядер с различным числом нейтронов N . Видна определенная закономерность в величине Δ — наибольшие отклонения наблюдаются для чисел нейтронов $N = 28, 50, 82, 126$. Оказалось, что нуклоны в ядре распределены не однородно, а подобно атомным электронам располагаются на «ядерных» оболочках.

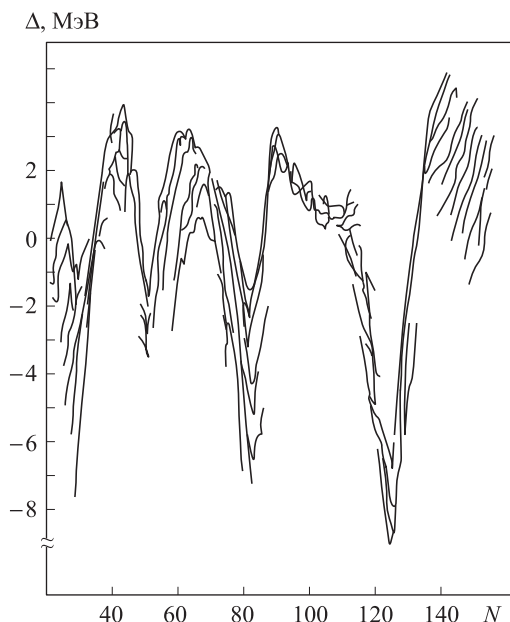


Рис. 4. Разность масс Δ между экспериментальными значениями и предсказаниями формулы Вейцзеккера для ядер с различным числом нейтронов N

Одночастичная модель оболочек атомных ядер была предложена М. Гепперт-Майер [9] и независимо О. Хакселем, Е. Иенсенем и Г. Зюссом [10]. Она явилась результатом систематизации и обобщения огромного количества экспериментальных данных. В основе модели лежит предположение, что ядерное поле V_k , действующее на нуклон k в ядре со стороны остальных нуклонов, состоит из трех частей:

$$V_k = V_0(r) + V_1(r)(\hat{l}\hat{s}) + \sum_{i=1, i \neq k}^N V_{ik}(r_{ik}).$$

Первый член $V_0(r)$ описывает центрально-симметричное поле, создаваемое всеми нуклонами ядра. Второй член $V_1(r)(\hat{l}\hat{s})$ описывает спин-орбитальное взаимодействие нуклона. Третий член описывает остаточное взаимодействие между нуклонами типа парных сил и характеризует отклонение от самосогласованного поля, создаваемого $V_0(r)$ и $V_1(r)(\hat{l}\hat{s})$.

Решающим шагом в развитии оболочечной модели явилось понимание того, что спин-орбитальное взаимодействие нуклонов в среднем поле ядра приводит к расщеплению уровней с $j = l \pm 1/2$, где j — спин нуклона, l — орбитальный момент нуклона. Величина спин-орбитального расщепления определяется соотношением

$$\varepsilon(j = l + 1/2) - \varepsilon(j = l - 1/2) = \frac{12(2l + 1)}{A^{2/3}} \text{ МэВ.}$$

Величина спин-орбитального расщепления $\sim (2l + 1)$ приводит к тому, что состояние с большим значением спина $j = l + 1/2$ сильно опускается вниз по энергии, оказывается среди состояний с противоположными значениями четности и сильно отличается по величине спина от соседних состояний. Резкие изменения энергии связи нуклонов с $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ свидетельствуют о том, что соответствующие числа нуклонов образуют замкнутые оболочки, аналогичные замкнутым оболочкам атомов инертных газов. Эти числа нуклонов были названы магическими числами. Спин-орбитальное расщепление позволило правильно объяснить последовательность магических чисел.

В оболочечной модели одночастичные состояния характеризуются квантовыми числами

$$n, l, j, m,$$

где n — главное квантовое число (оно нумерует одночастичные орбиты с одинаковыми l, j в порядке возрастания их энергии); l — орбитальный момент количества движения нуклона; j — полный момент количества движения нуклона, m — проекция этого момента на ось z .

Для обозначения состояний с различными значениями момента l нуклона используются буквы латинского алфавита со следующим соответствием:

$$l = 0 \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad \dots \\ s \quad p \quad d \quad f \quad \dots$$

Заполнение оболочек нуклонами происходит в соответствии с принципом Паули (рис. 5). Одночастичные уровни для протонов и нейтронов заселяются независимо. Максимальное число нуклонов одного типа $n(p)$ на подоболочке j определяется соотношением

$$Z(p) = N(n) = 2j + 1.$$

В основном состоянии ядра заполнены самые низшие подоболочки. Заполнение оболочки $1p$ соответствует дважды магическому ядру ^{16}O ($Z = 8, N = 8$). Заполнение оболочки $1d2s$ соответствует дважды магическому ядру ^{40}Ca ($Z = 20, N = 20$).

6. Конфигурационное расщепление ДГР

Форма ДГР сильно различается в случае легких ($A < 60$) и тяжелых ($A > 100$) ядер. Если в тяжелых ядрах гигантский резонанс проявляется в виде одного относительно узкого максимума, который в деформированных ядрах уширяется и при больших деформациях распадается на два перекрывающихся максимума, то в случае легких ядер наблюдается совершенно другая картина. Оболочечная структура атомных ядер ярко проявляется в фотоядерных реакциях в конфигурационном расщеплении ДГР. ДГР оказывается размытым по широкой энергетической области ~ 40 МэВ и даже в экспериментах с невысоким энергетическим разрешением проявляется в виде нескольких перекрывающихся максимумов (рис. 5).

Рассмотрим проявление конфигурационного расщепления на ядрах $1d2s$ -оболочки (рис. 6). Конфигурационное расщепление ДГР проявляется в том, что при

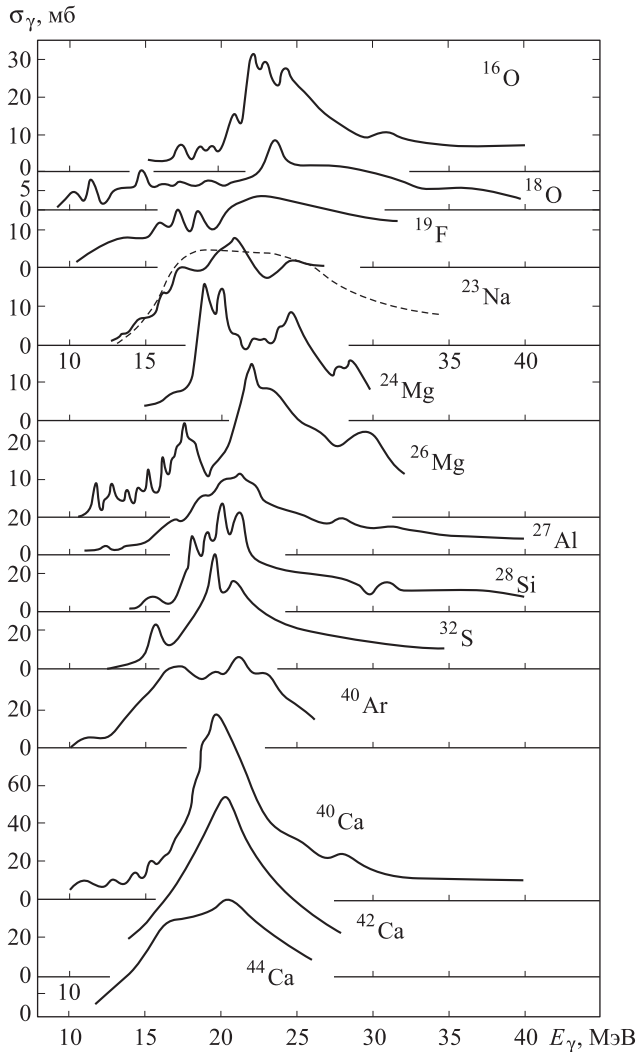


Рис. 5. Экспериментальные сечения фотопоглощения на ядрах $1d2s$ -оболочки

дипольном поглощении γ -квантов атомным ядром переходы из внутренней замкнутой оболочки в частично заполненную внешнюю оболочку (группа Б) сильно (на величину около 10 МэВ) смещаются вверх по энергии относительно переходов из частично заполненной внешней оболочки в более высокорасположенную незаполненную оболочку (группа А). При этом распадные свойства дипольных возбуждений (спектры фотонуклонов) для групп А и Б резко различаются: состояния группы А распадаются путем испускания нуклона на низколежащие уровни конечного ядра, а состояния группы Б — в основном на высоколежащие состояния конечного ядра, соответствующие дырке в глубокой заполненной оболочке.

Большая величина энергетического расщепления между группами переходов А и Б, полученная в приближении Хартри-Фока, препятствует их слиянию в единый максимум гигантского резонанса при учете взаимодействия состояний частица-дырка. В результате сечение полного фотопоглощения приобретает сложную структуру, возникают максимумы, расположенные в разных энергетических областях, которые отвечают переходам нуклонов из различных оболочек.

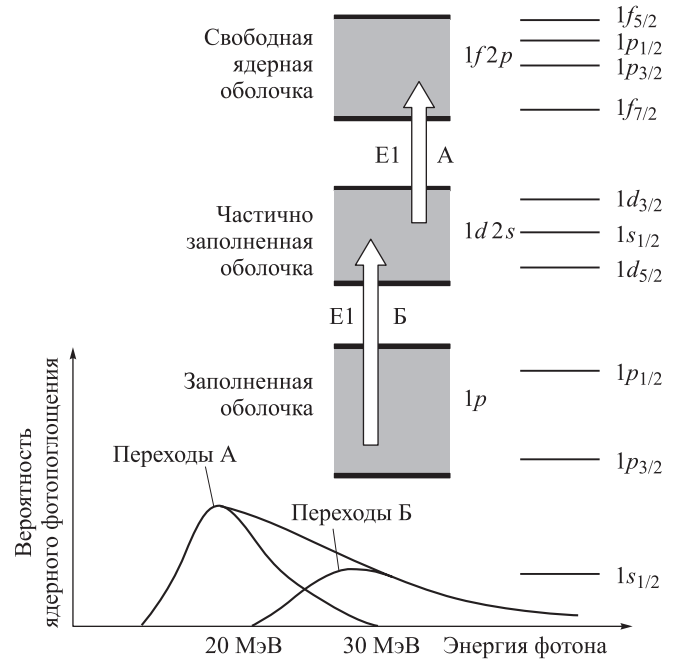


Рис. 6. Конфигурационное расщепление ДГР ядер $1d2s$ -оболочки. Справа — одночастичные состояния модели оболочек

Для прямого доказательства существования конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса были выполнены принципиально новые эксперименты, позволяющие наблюдать это явление непосредственно [11]. Это эксклюзивные эксперименты по измерению эффективных сечений фотонуклонных реакций (γ, p_i) и (γ, n_i) , в которых фиксируются отдельные уровни конечного ядра $A-1$ (i — номер конечного состояния). Измерения, выполненные при различных энергиях возбуждения начального ядра A и в широкой области энергий конечного ядра $A-1$, т. е. с возбуждением конечных состояний, как соответствующих дырке в валентной (частично заполненной) $1d2s$ -оболочке, так и соответствующих дырке в глубокой заполненной $1p$ -оболочке, позволяли непосредственно наблюдать расщепление по энергии частично-дырочных $1p1h$ -конфигураций, формирующихся из дипольных переходов типа А ($1d2s \rightarrow 1f2p$) и Б ($1p \rightarrow 1d2s$). Тип заселяемой дырки позволил восстановить частично-дырочную конфигурацию распадающегося состояния. Аналогичная информация была получена из анализа энергетических спектров γ -квантов, снимающих возбуждение в образующемся в результате фотоядерной реакции конечном ядре [12].

На рис. 7 показано экспериментально полученное сечение фотопоглощения на ядре ^{28}Si в сравнении с результатами теоретических расчетов. Конфигурационное расщепление ДГР возникает в результате сдвига к более высоким энергиям переходов из глубокой подоболочки $1p_{3/2}$ в подоболочку $1d2s$. Сдвиг переходов $1d2s \rightarrow 1f2p$ относительно переходов $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$ составляет ~ 1.5 МэВ и совместно формирует ветвь А конфигурационного расщепления ДГР. Экспериментальный результат хорошо согласуется с результатом теоретических расчетов. Аналогичные разделения сечений фотопоглощения на компоненты А и Б для ядер ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al приведены на рис. 8.

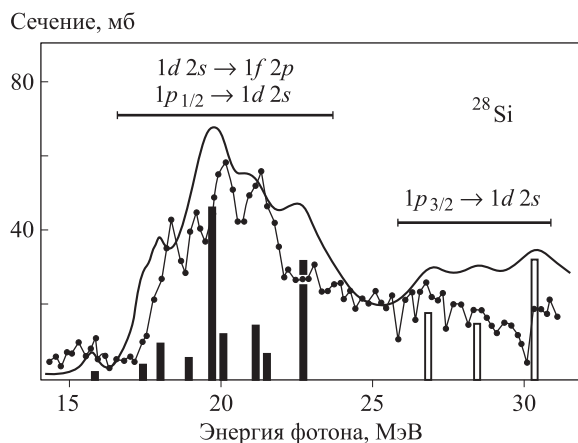


Рис. 7. Сечение фотопоглощения на ядре ^{28}Si . Точки, соединенные линиями, — эксперимент, столбики и плавная кривая — теоретический расчет

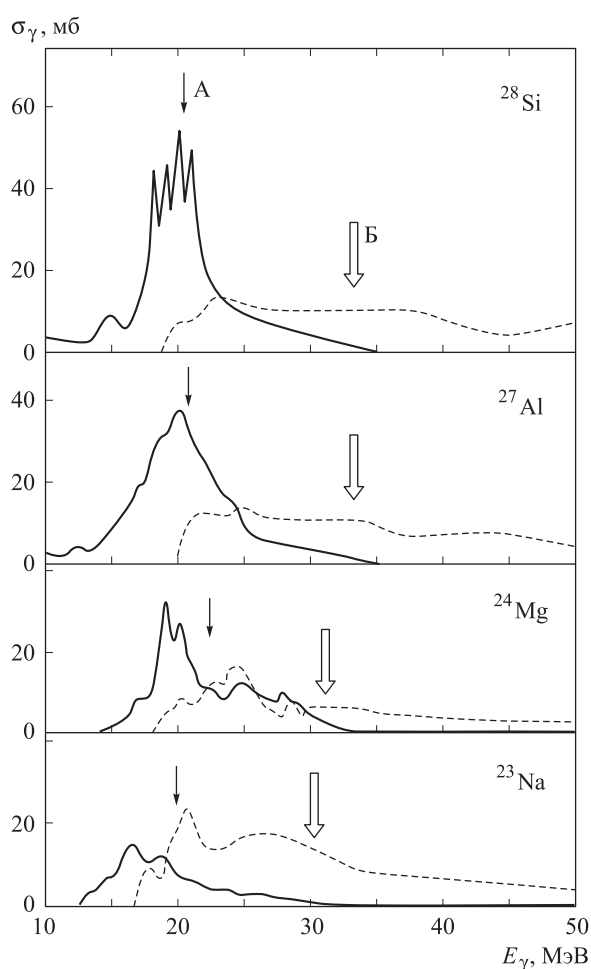


Рис. 8. Компоненты А (сплошные линии) и Б (пунктир) экспериментальных сечений фотопоглощения ядер ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , и ^{28}Si . Стрелками указаны центры тяжести компонент

Из рис. 8 видно, что основные переходы группы Б сильно смещены вверх по энергии относительно переходов группы А. Величина конфигурационного расщепления ДГР — разность указанных стрелками центров тяжести соответствующих компонент сечений составляет ~ 10 МэВ. За счет конфигурационного расщепления

ширина полосы дипольного поглощения γ -квантов ядер $1d2s$ -оболочки достигает 30 МэВ.

Доля переходов группы А возрастает с увеличением числа нуклонов в оболочке $1d2s$, что является естественным следствием заполнения внешней $1d2s$ -оболочки с увеличением числа нуклонов в ядре (рис. 9). Влияние заполненности внешних оболочек на вероятность возбуждения дипольных переходов группы А впервые было исследовано в работе [11].

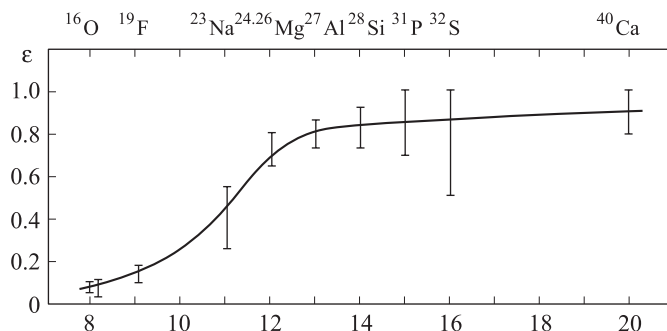


Рис. 9. Зависимость вероятности возбуждения дипольных переходов группы А от числа протонов во внешней $1d2s$ -оболочке

Предложенный метод наблюдения конфигурационного расщепления ДГР был в дальнейшем использован в аналогичных экспериментах в различных группах и подтвердил существование конфигурационного расщепления ДГР в ядрах $1d2s$ -оболочки. Несколько позже конфигурационное расщепление ДГР было обнаружено на ядрах $1f2p$ -оболочки.

7. Изоспиновое расщепление ДГР

Изоспиновая симметрия атомных ядер обусловлена тем, что оно состоит из нуклонов двух типов — нейтронов и протонов. Примерное равенство масс протона и нейтрона наводит на мысль о сходстве этих двух частиц. Действительно, эксперимент показывает, что если исключить электромагнитные взаимодействия, то силы, действующие в системах pp , np и nn , находящиеся в одинаковых квантовых состояниях, одинаковы с точностью до 1%. Была обнаружена «одинаковость» протона и нейтрона во всех сильных взаимодействиях. Сильные взаимодействия не различают нейтроны и протоны, что указывает на определенную симметрию сильных взаимодействий. «Одинаковость» сильных взаимодействий протона и нейтрона описывают, вводя квантовое число — изоспин T , значение которого одинаково для нейтрона и протона $T = 1/2$. При этом одна из проекций вектора $T_z = +1/2$ описывает протон, другая — $T_z = -1/2$ — нейтрон. Однако симметрия сильных взаимодействий нарушается в электромагнитных взаимодействиях. Электромагнитные взаимодействия легко различают нейтроны и протоны по их электрическому заряду.

Изоспин является хорошим квантовым числом также в атомных ядрах. Это означает, что состояния атомных ядер характеризуются не только значением полного момента J и четности P , но также определенным значением изоспина T и его проекции T_z .

Это является следствием изоспиновой инвариантности ядерного взаимодействия, т.е. независимости ядерного гамильтониана H от поворотов в пространстве изоспина

$$[H, T^2] = 0, \quad [H, T_z] = 0.$$

Изоспиновая инвариантность проявляется в атомных ядрах, содержащих одинаковое число нуклонов, но разное число протонов, в том, что в таких ядрах наблюдаются уровни энергии — аналоговые состояния, имеющие одинаковые значения спина J и четности P и сдвинутые друг относительно друга в ядрах-изобарах на величину кулоновского взаимодействия.

То обстоятельство, что ядерные состояния характеризуются определенными значениями изоспина, проявляется в особенностях возбуждения и распада состояний ДГР. Поглощение электрических дипольных $E1$ -фотонов в области ДГР приводит в ядрах с $N \neq Z$ к возбуждению состояний двух типов $T_> = T_0 + 1$ и $T_< = T_0$, где $T_0 = (N - Z)/2$ — изоспин основного состояния ядра (рис. 10). Вероятность возбуждения состояний $T_>$ и $T_<$ определяется соотношением [13]

$$\frac{C^2(T_>)}{C^2(T_<)} = \frac{1}{T_0} \left(\frac{1 - 1.5T_0A^{-2/3}}{1 + 1.5A^{-2/3}} \right).$$

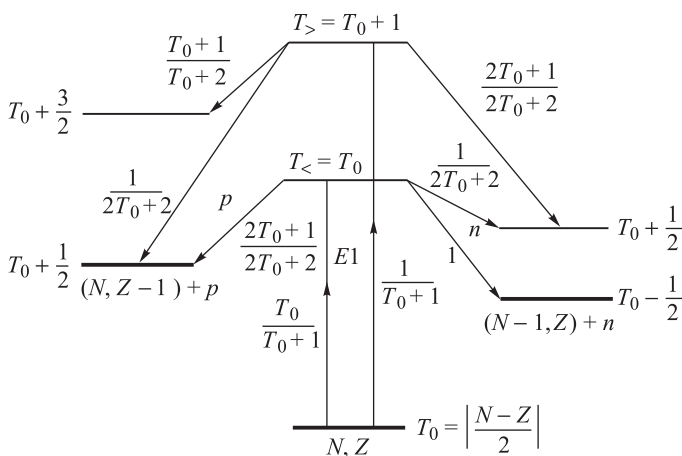


Рис. 10. Изоспиновая схема возбуждения и распада $T_<$ - и $T_>$ -состояний дипольного гигантского резонанса ядра (N, Z) . Указаны относительные вероятности возбуждения и распада

Наличие двух ветвей возбуждения ДГР приводит к расщеплению этих состояний по энергии [13]

$$E(T_>) - E(T_<) = 60 \frac{T_0 + 1}{A} \text{ МэВ.}$$

На рис. 11 приведены фотонейтронные и фотопротонные сечения на изотопах ^{90}Zr и ^{139}La . В обоих случаях наблюдаемое изоспиновое расщепление ДГР находится в хорошем согласии с предсказаниями теории. В случае тяжелых ядер величина изоспинового расщепления ДГР достигает 10–12 МэВ (рис. 12). Правила отбора по изоспину при возбуждении и распаде ядерных состояний позволили объяснить аномально большой выход фотопротонных реакций по сравнению с результатами расчетов по статистической теории распада возбужденных состояний. Объяснение заключается в том, что распад состояний $T_>$ по нейтронному

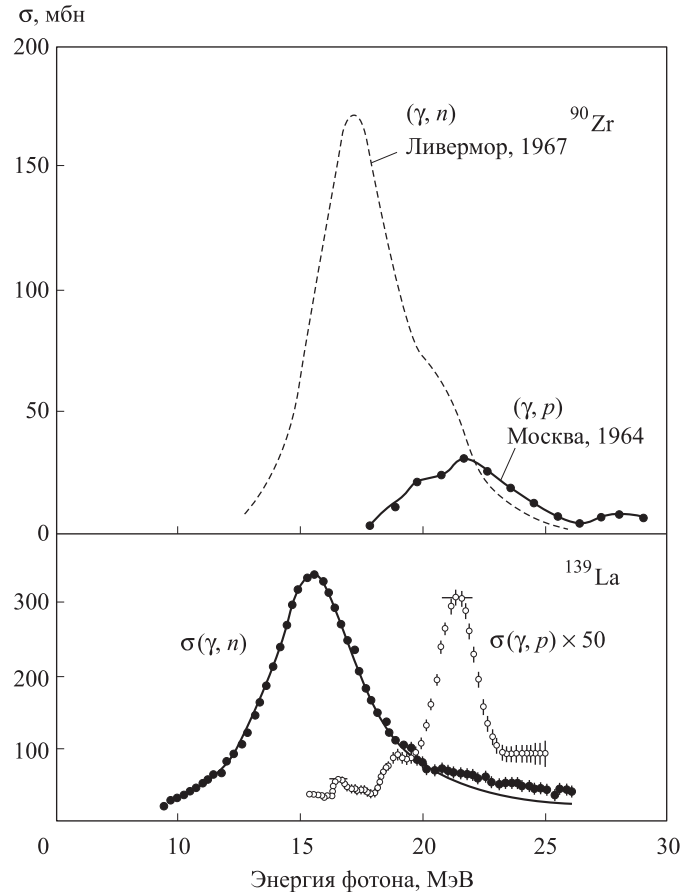


Рис. 11. Фотонейтронное и фотопротонное сечения для ядер ^{90}Zr и ^{139}La

каналу в основное и низковозбужденные состояния ядра $(A-1, Z)$ запрещен законом сохранения изоспина в сильных взаимодействиях. Поэтому распад этих состояний происходит только по протонному каналу.

8. $\Delta(1232)$ -изобара в ядрах

В основе изоспиновой симметрии сильных взаимодействий лежит изоспиновая симметрия u - и d -кварков, из которых состоят протон и нейтрон. Кваркам u и d приписывается изоспин $T = 1/2$ с проекцией T_z на ось квантования в изоспиновом пространстве, равной соответственно $T_z = +1/2$ и $T_z = -1/2$:

$$\begin{aligned} u & T = 1/2 \quad T_z = +1/2 \\ d & T = 1/2 \quad T_z = -1/2 \end{aligned}$$

Изоспиновая симметрия с кваркового уровня переносится на уровень протона и нейтрона:

$$\begin{aligned} p & \equiv uud \quad T = 1/2 \quad T_z = +1/2 \\ n & \equiv udd \quad T = 1/2 \quad T_z = -1/2 \end{aligned}$$

и их возбужденных состояний, в частности на $\Delta(1232)$ -изобару. Масса Δ -изобары составляет ~ 1232 МэВ.

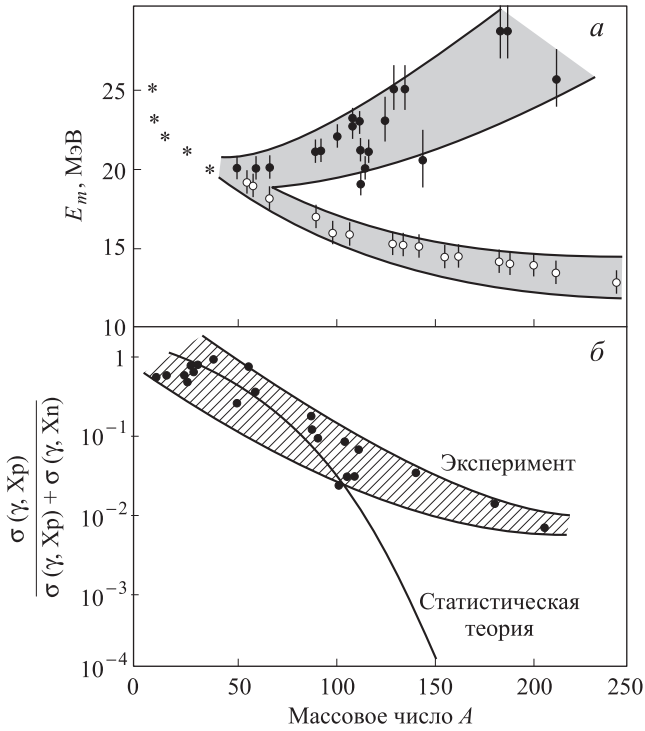


Рис. 12. *a* — Энергия максимумов сечений фотопротонной (γ, X_p) (темные точки) и фотонейтронной (γ, X_n) (светлые точки) реакций в зависимости от A . При $A < 50$ максимумы этих сечений совпадают. *б* — Экспериментальная и предсказываемая статистической теорией зависимости от A относительного вклада сечений фотопротонных реакций в полное сечение поглощения γ -кванта

В модели кварков $\Delta(1232)$ -изобара, так же как и нуклон, состоит из u - и d -кварков:

$$\begin{aligned} \Delta^{++}(1232) &\equiv uuu & T = 3/2 & T_z = +3/2 \\ \Delta^+(1232) &\equiv uud & T = 3/2 & T_z = +1/2 \\ \Delta^0(1232) &\equiv udd & T = 3/2 & T_z = -1/2 \\ \Delta^-(1232) &\equiv ddd & T = 3/2 & T_z = -3/2 \end{aligned}$$

Как видно из сравнения квантовых чисел нуклона ($J = 1/2, T = 1/2$) и $\Delta(1232)$ -изобары ($J = 3/2, T = 3/2$), $\Delta(1232)$ -изобара представляет собой спин-изоспиновое возбуждение нуклона с энергией возбуждения ~ 300 МэВ.

Образование $\Delta(1232)$ -изобары может происходить как при взаимодействии γ -квантов со свободным нуклоном, так и с нуклоном, входящим в состав атомного ядра (связанный нуклон).

На рис. 13 показаны диаграммы Фейнмана, описывающие взаимодействие γ -квантов со свободным нуклоном в области энергий $E_\gamma > 100$ МэВ. В области энергий γ -квантов $E_\gamma > 150$ МэВ происходит фоторождение пиона (*a*), в области энергий $E_\gamma > 300$ МэВ — образование двух пионов (*б*). Образование $\Delta(1232)$ -изобары на свободном нуклоне происходит при $E_\gamma > 340$ МэВ (*в*). При больших энергиях образуются и другие нуклонные резонансы. В результате распада $\Delta(1232)$ -изобары образуются нуклон и π -мезоны (рис. 14).

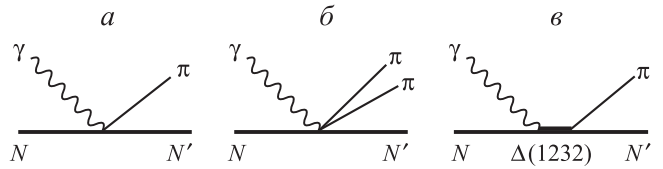


Рис. 13. Образование π -, 2π -мезонов и $\Delta(1232)$ -изобары при взаимодействии γ -квантов с нуклоном

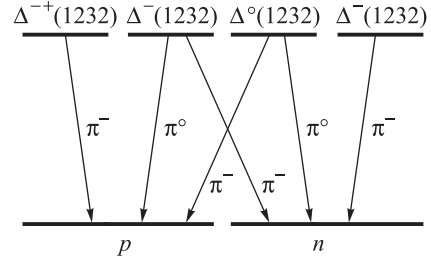


Рис. 14. Распад $\Delta(1232)$ -изобары на нуклон и π -мезон

Очевидно, что на связанных в ядре нуклонах также происходит образование пионов и $\Delta(1232)$ -изобары. Из-за межнуклонного взаимодействия пороги фоторождения пионов и $\Delta(1232)$ -изобары на ядре меньше, чем на свободном нуклоне, и составляют ~ 140 МэВ для рождения одиночного пиона и ~ 300 МэВ для рождения $\Delta(1232)$ -изобары. Спектры пионов и нуклонов отдачи при распаде $\Delta(1232)$ -изобары, образующейся в ядре, должны отличаться от спектров распада свободной изобары из-за:

- влияния взаимодействия между нуклонами в ядре,
- фермиевского движения нуклонов в ядре,
- взаимодействия между нуклонами и пионами в конечном состоянии.

В ядерной среде распад Δ -изобары может происходить как по схеме

$$\Delta(1232) \rightarrow N + \pi$$

с образованием нуклона и пиона, так и в результате превращения $\Delta(1232)$ -изобары в нуклон при взаимодействии с нуклонами ядра

$$\Delta + N \rightarrow N + N + \pi.$$

На процесс образования и распада $\Delta(1232)$ -изобары в ядре влияет принцип Паули. Из-за сильного взаимодействия с нуклонами ядра $\Delta(1232)$ -изобара, образующаяся на связанных нуклонах, по своим характеристикам должна отличаться от $\Delta(1232)$ -изобары, образующейся на свободном нуклоне.

Изучение различий в характеристиках свободной и связанной в ядре $\Delta(1232)$ -изобары представляет большой интерес для исследования ядерной динамики. В частности, приведенные на рис. 15 зависимости сечений образования $\Delta(1232)$ -изобары на свободном протоне и на ядрах Be, C, Pb, U, отнесенные к одному нуклону, позволяют увидеть некоторые общие закономерности.

— $\Delta(1232)$ -изобара образуется на всех ядрах и в пределах точности эксперимента $\sigma(E_\gamma)/A = \text{const}$, т.е. сечения для всех ядер совпадают по форме, значению средней энергии и масштабу — «универсальная кривая».

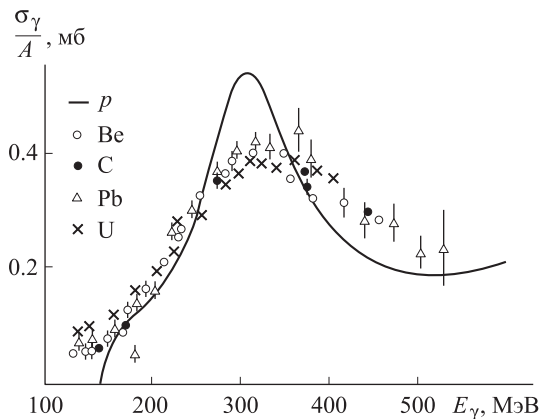


Рис. 15. Образование $\Delta(1232)$ -изобары на протоне и на ядрах Be, C, Pb, U

— Наблюдается уширение максимума сечения образования $\Delta(1232)$ -изобары в ядерной среде по сравнению с сечением образования $\Delta(1232)$ -изобары на свободном протоне.

— Уменьшается величина сечения в максимуме.

При возбуждении $\Delta(1232)$ -изобары в ядре проявляются коллективные когерентные эффекты, аналогичные частично-дырочной диссипации энергии — последовательному возбуждению частично-дырочных степеней свободы при поглощении γ -кванта в ядре в области энергий ДГР.

При поглощении γ -кванта ядром происходит образование частично-дырочной пары ph , которая является коллективным состоянием определяющим gross-структуру гигантского дипольного резонанса (рис. 16). Промежуточная структура гигантского резонанса возникает за счет взаимодействия с различными многочастичными возбуждениями в ядре. При этом происходит перераспределение энергии γ -кванта между нуклонами ядра за счет их сильного взаимодействия. Путем вовлечения все большего числа нуклонов в этот процесс происходит образование составного ядра. На каждой стадии этого многоступенчатого процесса возможно испускание нуклонов из возбужденного состояния ядра.

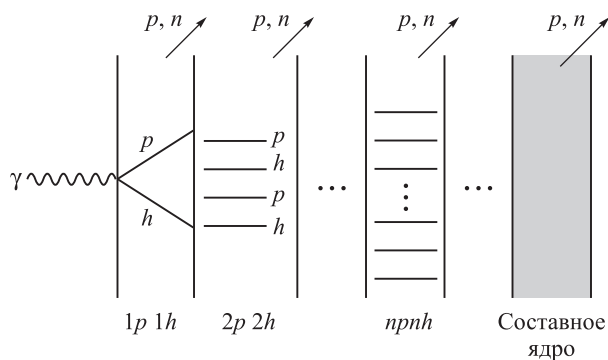


Рис. 16. Переход от когерентного $1p1h$ -возбуждения к составному ядру при поглощении γ -квантов

Аналогичный процесс наблюдается и при возбуждении $\Delta(1232)$ -изобары в ядре [14]. Если образовавшаяся в результате поглощения γ -кванта в ядре $\Delta(1232)$ -изобара имеет небольшой импульс по сравнению с характерным фермиевским импульсом нук-

лона в ядре, то оказывается возможным ее последующее взаимодействие с нуклонами ядра и возбуждение в ядре специфических коллективных состояний. Δ -изобара, возникающая в ядре, успевает до своего распада долететь только до ближайшего нуклона и, следовательно, не может чувствовать весь ядерный потенциал, характеризующий ядро. Поэтому коллективное Δ -возбуждение ядра на первый взгляд кажется невозможным. Однако распад Δ -изобары по пионному каналу $\Delta(1232) \rightarrow N + \pi$ открывает принципиально новую возможность миграции $\Delta(1232)$ -изобары в ядре. Образовавшийся при распаде $\Delta(1232)$ -изобары пион может образовать новую $\Delta(1232)$ -изобару в результате взаимодействия с другим нуклоном ядра. При пионном распаде это новой $\Delta(1232)$ -изобары возможно продолжение цепочки, представляющей собой пионную волну с последовательным образованием $\Delta(1232)$ -изобар (рис. 17). В результате в такое возбуждение может быть вовлечено большое число нуклонов ядра. В фотоядерных реакциях образования $\Delta(1232)$ -изобары на ядрах не наблюдается сдвига максимума сечения $\Delta(1232)$ -изобары относительно максимума сечения образования $\Delta(1232)$ -изобары на протоне, наблюдаемого в реакциях под действием адронных проб. Это несомненно является одним из интересных эффектов действия электромагнитных проб и требует дальнейших исследований.

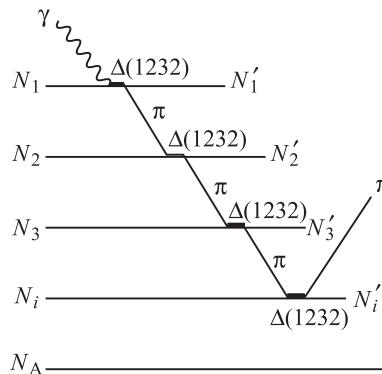


Рис. 17. Пионная волна при распаде $\Delta(1232)$ -изобары в ядре

9. Адронные свойства γ -кванта

При взаимодействии γ -квантов с энергией E_γ больше нескольких ГэВ проявляются новые качества γ -кванта, он начинает проявлять адронные свойства. В силу соотношения неопределенности γ -квант может в свободном пространстве образовать виртуальную частицу с квантовыми числами γ -кванта. Это явление носит название векторной доминантности и описывает превращение γ -квантов в нейтральные векторные частицы.

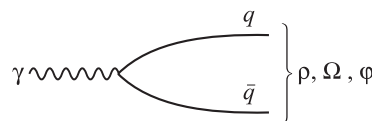


Рис. 18. Диаграмма виртуального превращения γ -кванта в векторные ρ -, Ω -, ϕ -мезоны

На диаграммном языке это соответствует наличию своеобразных узлов, показанных на рис. 18. Наличие таких узлов означает, что γ -квант часть времени проводит в состоянии ρ -мезона или других векторных мезонов. Эта часть времени особенно велика для такого γ -кванта, который виртуален и имеет массу, близкую к массе ρ -мезона. Непосредственным экспериментальным доказательством превращения ρ -мезона в γ -квант является существование канала распада

$$\rho \rightarrow e^+ + e^-.$$

Гипотеза о векторной доминантности состоит в том, что взаимодействие реальных и виртуальных γ -квантов с адронами при энергиях в несколько сотен МэВ и выше в основном происходит посредством узлов типа рис. 18. Эта гипотеза базируется на том, что ρ -мезон подвержен сильным взаимодействиям и поэтому, появившись взамен γ -кванта на короткое время, успевает провзаимодействовать с большей вероятностью, чем γ -квант за более длительный промежуток. Проявляется это в том, что экспериментально измеренное полное сечение поглощения γ -квантов высокой энергии атомными ядрами пропорционально $A^{2/3}$, а не A . Это означает, что поглощение γ -квантов происходит на поверхности ядра, а не во всем объеме, что характерно для электромагнитного взаимодействия γ -квантов.

Заключение

Изучение механизма взаимодействия γ -квантов с атомными ядрами является уникальным методом исследования как свойств атомных ядер, так и свойств γ -квантов, формирования современных представлений о динамике атомного ядра. Интерпретация явления ДГР в рамках моделей независимых нуклонов и коллективного движения нуклонов позволила осознать, что в формировании ДГР существенную роль играют симметрии атомного ядра. Расщепление ДГР на два максимума в несферических аксиально-симметричных тяжелых ядрах возникает в результате различия в колебаниях по двум осям симметрии ядра. Нарушение внутренней однородности атомного ядра — оболочечная структура легких ядер проявляется в конфигурационном расщеплении ДГР легких ($A < 60$) ядер, обусловленном сильной зависимостью одночастичных состояний от конфигурации нуклонов. Двухкомпонентный протон-нейтронный состав атомного ядра, сохранение изоспиновой симметрии в сильных взаимодействиях и ее нарушение в электромагнитных взаимодействиях проявляется в изоспиновом расщеплении ДГР в ядрах с $N \neq Z$.

Взаимодействие γ -квантов с атомными ядрами в области энергий выше гигантского резонанса $E_\gamma > 100$ МэВ приводит к возбуждению внутренних степеней свободы нуклона, образованию $\Delta(1232)$ -изобары в атомных ядрах и проявлению коллективной пионной моды возбуждения ядра, во многом аналогичной возбуждению многочастично-многодырочных возбуждений ядра под действием γ -квантов в области гигантского резонанса.

При энергиях несколько ГэВ проявляется новое качество γ -кванта — его способность превращаться в сильно взаимодействующие векторные мезоны с квантовыми числами γ -кванта.

Таким образом, отвечая на вопрос, поставленный во введении — «на что же похоже атомное ядро?» — следует признать, что это действительно уникальный объект. Для понимания природы атомного ядра были использованы многие представления, полученные в различных областях физики. В свою очередь экспериментальные и теоретические методы ядерной физики обогатили развитыми идеями другие области знаний. Достаточно упоминания ускорителей — синхротронов, которые первоначально являлись источником ускоренных частиц, а сегодня синхротронное излучение используется в самых различных областях современной науки.

Список литературы

1. *Weizsäcker C.F. von.* // Zs. Phys. 1935. **96**. P. 431.
2. *Мигдал А.Б.* // ЖЭТФ. 1945. **15**. С. 81.
3. *Baldwin G.K., Klaiber G.S.* // Phys. Rev. 1947. **71**. P. 3.
4. *Балдин А.М.* // ЖЭТФ. 1959. **37**. С. 202.
5. *Belyaev S.T.* // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1959. **31**. P. 11.
6. *Soloviev V.G.* // Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1961. **1**. P. 11.
7. *Данос М., Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А.* // УФН. 1995. **165**, № 2. С. 1345.
8. *Danos M.* // Nucl. Phys. 1958. **5**. P. 23.
9. *Goepfert-Mayer M.* // Phys. Rev. 1949. **75**. P. 1969.
10. *Haxell O., Jensen J., Suess H.* // Phys. Rev. 1949. **75**. P. 1766.
11. *Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G.* // Phys. Reports. 1986. **136**, N 1–4. P. 229.
12. *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г.* и др. Закономерность конфигурационного расщепления у легких атомных ядер. Открытие № 3243. 1986.
13. *Fallieros S., Goulard B.* // Nucl. Phys. A. 1970. **147**. P. 593.
14. *Мухин К.Н., Патаракин О.О.* // УФН. **165**, № 8. P. 841.
15. *Фейнман Р.* Взаимодействие фотонов с адронами. М., 1975.

Symmetries in photonuclear reactions

B. S. Ishkhanov

*Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics; D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.
E-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.*

The mechanisms of γ -quanta interactions with atomic nuclei and influence of nucleus asymmetry on the giant dipole resonance structure are discussed.

Keywords: atomic nuclei, Giant Dipole Resonance, symmetries.

PACS: 24.00.00.

Received 9 November 2009.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2010).

Сведения об авторе

Ишханов Борис Саркисович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой физ. ф-та МГУ, гл. науч. сотр. НИИЯФ МГУ;
тел.: (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.