

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.172

### КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДИПОЛЬНОГО ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА У ЛЕГКИХ АТОМНЫХ ЯДЕР

Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, В. Г. Неудачин, В. Г. Шевченко,  
Р. А. Эрамжян, Н. П. Юдин

(НИИЯФ)

Излагается сущность сделанного в НИИЯФ МГУ открытия «Закономерность конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса у легких атомных ядер», относящегося к ядерной физике низких и средних энергий.

#### § 1. Основные механизмы формирования ДГР в атомных ядрах.

1°. Как известно \*, на кривой сечения фотопоглощения всех атомных ядер (исключая легчайшие — дейтрон, тритон, ядро изотопа гелия  $^3\text{He}$ ) имеется широкий максимум, называемый обычно дипольным гигантским резонансом (ДГР) (рис. 1, а). В тяжелых ядрах (в окрестности ядра  $^{208}\text{Pb}$ ) он расположен в области 13—14 МэВ, в легких ( $A \leq 40$ ) — в области 20—24 МэВ. Для средних и тяжелых ядер средняя энергия ДГР  $E_d$  приближенно дается эмпирической формулой

$$E_d = 80/A^{1/3} \text{ МэВ}, \quad (1)$$

где  $A$  — массовое число ядра, а ширина меняется от 3—4 МэВ в магических ядрах до 6 МэВ в «мягких» сферических ядрах («мягких» по отношению к возбуждению поверхностных вибраций). В деформированных ядрах ДГР расщеплен на два хорошо различимых пика (рис. 1, б). При переходе к легким ядрам вид ДГР качественно меняется, причем, как это ни парадоксально, целая ветвь ДГР вплоть до недавнего времени оставалась не обнаруженной на опыте. Основной целью настоящего обзора является раскрытие той новой физики, которая стоит за качественным своеобразием ДГР в легких ядрах. Нам представляется, что рассматриваемые здесь вопросы имеют общее значение для понимания условий формирования коллективных возбуждений в квантовомеханических многочастичных системах.

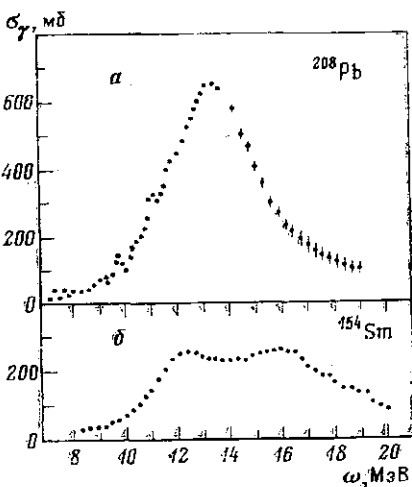


Рис. 1. Зависимость полного сечения поглощения  $\gamma$ -квантов от их энергии  $\omega$  для ядер  $^{208}\text{Pb}$  (а) и  $^{154}\text{Sm}$  (б)

Существование ДГР в ядрах было теоретически предсказано А. Б. Мигдалом в 1945 г. Вскоре после этого ДГР был открыт экспериментально. Цитируемая обычно как первое теоретическое описание ДГР работа Гольдхабера и Теллера появилась

\* В настоящей работе, носящей итоговый и обзорный характер, не приводится список литературы. Все необходимые ссылки читатель может найти в нашей работе (Phys. Reports. 1986. 136. P. 229).

в 1948 г. Исследование природы и свойств ДГР сыграло выдающуюся роль в становлении современных представлений о структуре и динамике атомного ядра. Осознанное к середине 1950-х годов острое противоречие между энергиями  $E_d$  «оболочечного» и наблюдаемого ДГР привело к открытию коллективных состояний и механизмов их формирования в рамках оболочечной модели. Все последующее почти тридцатилетнее развитие физики атомного ядра было в значительной степени связано с изучением коллективных состояний, их роли в различных реакциях, взаимодействиях их с одночастичными степенями свободы, мод их распада и т. д. Отметим также, что наиболее яркое коллективное состояние в атомных ядрах — дипольное — постоянно является своеобразным тестом новых подходов к описанию атомного ядра.

2°. Вся совокупность современных данных о реакциях срыва и подхвата, упругого и неупругого рассеяния электронов, квазиупругого выбивания из ядра протонов электронами и протонами не оставляет сомнений о том, что в первом (и хорошем) приближении атомное ядро представляет собой фермиевский газ нуклонов, помещенных в самоогласованное ядерное поле.

Это ядерное поле мы будем называть оболочечным потенциалом. В простейшем случае оболочечный потенциал совпадает с хартри-фокковским. Естественно, очень важным является вид оболочечного потенциала и, следовательно, структура ядерных оболочек. Опять-таки вся совокупность современных данных указывает на то, что одночастичные уровни ядра вблизи фермиевской границы можно считать уровнями в статическом локальном потенциале с диффузной границей (иногда этот потенциал называют потенциалом Вудса—Саксона).

Статический локальный потенциал, однако, оказывается непригодным для воспроизведения «глубоких», т. е. удаленных от фермиевской границы одночастичных уровней: они намного глубже, чем предсказываются этим потенциалом. В дальнейшем мы увидим, что эта особенность ядерных оболочек в легких ядрах приводит к одному из важнейших явлений — конфигурационному расщеплению ДГР.

Перейдем теперь к обсуждению формирования ДГР в средних и тяжелых ядрах. Мы начнем с рассмотрения дважды магических ядер  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  и т. д. Будем сначала считать, что все ядерные взаимодействия между нуклонами сводятся к оболочечному потенциалу. В такой модели простейшими возбужденными состояниями магических ядер являются частично-дырочные состояния (конфигурации)  $|ph\rangle$ , получающиеся при перемещении одного нуклона из заполненных оболочек (и, следовательно, образования в них вакансий — «дырки») в свободные:

$$|ph\rangle = a_p^+ + a_h |0\rangle, \quad (2)$$

где  $|0\rangle$  — основное состояние заполненных оболочек,  $a_p^+$ ,  $a_h$  — операторы рождения нуклона в свободной оболочке и поглощения в заполненных. При большей конкретизации

$$|ph\rangle = |n_2 l_2 j_2 (n_1 \overline{l_1 j_1}) : JT\rangle, \quad (3)$$

где  $n l j$  — квантовые числа уровня в сферическом симметричном потенциале (встречающемся чаще всего); черта над индексами  $n l j$  означает «дырку»;  $JT$  — полный момент количества движения и изоспин. В ядрах с нулевым моментом  $J=1$  (ДГР связан с поглощением дипольного фотона); в ядрах с  $N=Z$  ( $N, Z$  — числа нейтронов и протонов)  $T=1$ ; деталей изотопической структуры средних и тяжелых ядер мы касаться здесь не будем. Энергии  $E_{ph}$  возбуждения частично-дырочных конфигураций даются очевидной формулой

$$E_{ph} = \varepsilon_p - \varepsilon_h, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_{p,h}$  — энергии частицы и дырки.

Более сложными возбужденными состояниями будут состояния типа  $2p2h$  (две частицы — две дырки),  $3p3h$  и т. д., возникающие при перемещении из заполненных оболочек в свободные двух, трех и т. д. нуклонов.

Из-за однонуклонной природы взаимодействия  $\gamma$ -квантов с ядром ДГР в рассматриваемой оболочечной модели связан с частично-дырочными конфигурациями соседних оболочек и должен в тяжелых ядрах иметь энергию, равную разности энергий соседних оболочек, т. е. 6–8 МэВ вместо наблюдаемого значения 13–14 МэВ. Это и есть отмеченное ранее острое противоречие в теории, возникшее в середине 1950-х годов. Решение этой проблемы было связано с осознанием того факта, что все ядерное взаимодействие в принципе не может быть сведено к самосогласованному потенциалу и что эта оставшаяся (столкновительная) часть взаимодействия — остаточное взаимодействие — может приводить к нетривиальным эффектам. Поэтому проблема ДГР ставится следующим образом: необходимо найти спектр возбуждения модельного гамильтониана

$$H = H_0 + V \quad (5)$$

с учетом всех конфигураций  $ph$ ,  $2p2h$  и т. д. (естественно, конфигурации обладают нужными моментами  $J$ ,  $T$ ). Здесь  $H_0$  — гамильтониан «нулевого» приближения:

$$H_0 |ph\rangle = E_{ph} |ph\rangle, \quad (6)$$

$V$  — оператор остаточного взаимодействия, которое «работает» только в возбужденном состоянии. Явные формулы для амплитуд  $\langle p'h' | V | ph \rangle$ ,  $\langle 2p2h | V | ph \rangle$  и т. д. зависят от типа остаточного взаимодействия, и здесь мы их не приводим.

В формировании спектра возбуждения гамильтониана (5) остаточное взаимодействие играет двоякую роль. С одной стороны, оно вызывает «рассеяние» частиц на дырках, в процессе которого полное число частиц и дырок не меняется; с другой — оно порождает и уничтожает частично-дырочные пары и, следовательно, связывает конфигурации в цепочке

$$ph \rightleftharpoons 2p2h \rightleftharpoons 3p3h \rightleftharpoons \dots \text{ и т. д.} \quad (7)$$

Выясним сначала эффекты рассеяния частиц и дырок. Рассмотрим наиболее важный в проблеме ДГР случай  $ph$ -конфигураций. При диагонализации гамильтониана (5) на  $ph$ -базисе принципиально важными являются два следующих обстоятельства. Во-первых,  $ph$ -конфигурации с большими амплитудами  $d_{ph} = \langle ph | D | 0 \rangle$  дипольных переходов ( $D$  — оператор электрического дипольного момента ядра) оказываются примерно вырожденными по энергии. Эта особенность проблемы ДГР очевидным образом связана с формой оболочечного потенциала (см. ниже обсуждение этого вопроса для немагических и легких ядер). Во-вторых, амплитуды  $\langle p'h' | V | ph \rangle$  взаимодействий этих «сильных» частично-дырочных состояний приближенно факторизуются:

$$\langle p'h' | V | ph \rangle = \kappa d_{p'h'} d_{ph}, \quad (8)$$

где  $\kappa$  — постоянная.

В этих условиях, как нетрудно убедиться, остаточное взаимодействие формирует из «сильных»  $ph$ -конфигураций когерентное дипольное состояние  $|d\rangle$ :

$$|d\rangle \sim \sum_{ph} d_{ph} |ph\rangle \quad (9)$$

с существенно нетривиальными свойствами. Именно: оно очевидным образом исчерпывает все дипольные переходы в ядре (и, следовательно, формирует ДГР) и смещается вверх по энергии на величину

$$\Delta E = \kappa \sum_{ph} (d_{ph})^2. \quad (10)$$

Учет «слабых» конфигураций, т. е.  $ph$ -конфигураций с небольшими значениями амплитуд  $d_{ph}$ , не меняет в целом этого заключения, приводя лишь к некоторой фрагментации дипольного состояния.

Конфигурации типа  $2p2h$  и более сложные над хартри-фоковским вакуумом непосредственно  $\gamma$ -квантами возбуждаться не могут и влияют на ДГР только косвенно. Большим достижением теории явилось выяснение влияния этих конфигураций на ДГР. Оказалось, что они не меняют средней энергии частично-дырочного ДГР и практически формируют только его ширину, промежуточную и тонкую структуру, если нет более мощных факторов типа рассматриваемого здесь конфигурационного расщепления или статической деформации. Причина такого «ограниченного» влияния более сложных конфигураций на ДГР состоит в том, что наведенное ими  $ph$ -взаимодействие не может иметь факторизованного вида (8) и, кроме того, при разумных предположениях о хаотичности фазовых множителей амплитуд  $\langle 2p2h | V | ph \rangle$  вообще является диагональным по  $ph$ -конфигурациям.

Перейдем теперь к рассмотрению формирования ДГР в ядрах с незаполненными оболочками. Будем для определенности иметь в виду ядра с одной незаполненной — валентной — оболочкой. Новыми элементами формирования ДГР в таких ядрах являются:

а) существование двух типов переходов — из валентной оболочки в свободную и из заполненной в валентную (переходы первого типа мы будем называть переходами типа А, второго типа — Б);

б) «размазанность» фермиевской границы нуклонного газа, т. е. тот факт, что в основном состоянии ядра нуклоны с определенными вероятностями заполняют все состояния валентной оболочки;

в) генеалогическая структура основного состояния, т. е. то обстоятельство, что при удалении из ядра нуклона валентной оболочки или при его добавлении в валентную оболочку с определенными вероятностями возбуждается целый набор состояний ядер ( $A \pm 1$ ). Генеалогическая структура задается генеалогическими коэффициентами, определяемыми соотношениями

$$a_{i,m_1} |\psi_0\rangle = \sqrt{N} \sum_{S_{A-1}} \langle S_{A-1}, j_1 | \psi_0 \rangle \langle J_{S_{A-1}} M_{S_{A-1}} j_1 m_1 | J_0 M_0 \rangle |S_{A-1}\rangle, \quad (11)$$

$$a_{i,m_1}^+ |\psi_0\rangle = \sqrt{N+1} \sum_{S_{A+1}} \langle \psi_0, j_1 | S_{A+1} \rangle \langle J_0 M_0 j_1 m_1 | J_{S_{A+1}} M_{S_{A+1}} \rangle |S_{A+1}\rangle,$$

где  $\langle S_{A-1}, j_1 | \psi_0 \rangle$  — генеалогический коэффициент отделения  $j_1$ -нуклона из основного состояния  $|\psi_0\rangle$  с возбуждением состояния  $|S_{A-1}\rangle$  — конечного ядра, аналогичный смысл имеет коэффициент  $\langle \psi_0, j_1 | S_{A+1} \rangle$ ,  $N$  — число нуклонов в валентной оболочке,  $J_0, M_0, J_{S_{A\pm 1}}, M_{S_{A\pm 1}}$  — моменты и их проекции состояний  $|\psi_0\rangle, |S_{A\pm 1}\rangle$ .

Теоретический анализ ДГР в немагических ядрах является в общем случае значительно более сложным, чем в магических.

Анализ ДГР в средних и тяжелых ядрах существенно облегчается тем, что в этом случае ведущую роль играет спаривательное взаимо-

действие между нуклонами в формировании основного состояния ядра. Вследствие этого генеалогическая структура основных состояний средних и тяжелых ядер является, как правило, тривиальной (в четно-четном ядре при удалении нуклона из валентной оболочки возбуждается только одно состояние конечного ядра) и аппарат теории сверхтекучести формально сводит проблему ДГР в немагических ядрах к ДГР в магических.

Общий вывод из многочисленных расчетов ДГР в средних и тяжелых ядрах сводится к следующему: в этих ядрах формирование ДГР происходит по механизму магических — образуется когерентное дипольное состояние (из-за незаполненности оболочек оно строится из значительно большего числа конфигураций), которое сильно смещается (на 7—8 МэВ) вверх по энергии. Состояния более сложной, чем частично-дырочная, природы формируют ширину ДГР.

3°. Легкими мы будем называть ядра легче ядра кальция ( $A < 40$ ), т. е. ядра  $1p$  и  $2s2d$ -оболочек. Чтобы лучше оттенить своеобразие ДГР в легких ядрах, бросим взгляд на ДГР, так сказать, «с высоты птичьего полета».

В средних и тяжелых ядрах ДГР определяется не индивидуальными, а усредненными характеристиками ядер. Действительно, лежащее в основе ДГР коллективное частично-дырочное дипольное состояние является когерентной суперпозицией многих  $ph$ -конфигураций и его свойства слабо меняются при переходе от ядра к ядру. Далее, распадные свойства ДГР в этих ядрах связаны с фрагментацией дипольного состояния по огромному числу  $2p2h$  и более сложных конфигураций и, следовательно, также отражают только усредненные характеристики ядер. В результате можно сказать, что картина ДГР в средних и тяжелых ядрах является достаточно монотонной, оживляемой разве что его расщеплением из-за деформации ядра и изоспиновым расщеплением. В связи с этим при теоретической интерпретации ДГР вполне естественным представляется обращение к модели нуклонного фермиевского газа со спариванием (ядерный вариант модели Бардина—Купера—Шриффера), в которой несущественны все структурные аспекты ядра и остается фактически один ядерный параметр — импульс  $P_F$  фермиевской границы.

Совсем иная ситуация имеет место в легких ядрах, для которых концепция фермиевского газа абсолютно неадекватна, и теорию ДГР необходимо строить, опираясь на теорию ядерной структуры, первым и хорошим приближением которой является оболочечная модель в ее многочастичном варианте. Физическая основа своеобразия ДГР в легких ядрах в конечном счете связана с нетривиальными особенностями среднего (хартри-фоковского) поля и сводится к следующему.

1) За счет резкого опускания глубоких одночастичных уровней энергии переходов типа А и Б оказываются сильно различающимися. В ряде случаев за счет этого фактора энергетический разброс конфигураций достигает 10—15 МэВ и более.

2) Самосогласованный средний потенциал (в особенности для ядер  $1p$ -оболочки) сильно зависит от квантового числа «схема Юнга» [ $f$ ] (см. подробнее § 3), характеризующего перестановочную симметрию пространственной оболочечной конфигурации. Фактически в этих условиях не имеет особого смысла анализировать ДГР в терминах оболочечных одночастичных уровней. Удобнее непосредственно указывать оболочечную конфигурацию и ее схему Юнга. Расщепление конфигураций по схемам Юнга достигает в ядрах  $1p$ -оболочки 15—16 МэВ. Совокупность физических явлений, связанных с этими двумя особенно-

стями легких ядер, мы будем называть конфигурационным расщеплением.

3) В легких ядрах чрезвычайно богатой является генеалогическая структура основных и возбужденных состояний. В ядрах  $1p$ -оболочки, например, разложения (11) включают в себя состояния  $|S_{A\pm 1}\rangle$ , расположенные в интервале 20—30 МэВ.

4) Наконец (и это чрезвычайно приятно для анализа ДГР обстоятельство), у легких ядер плотность более сложных, чем частично-дырочные, состояний в области ДГР оказывается невысокой. Поэтому распадные свойства их ДГР в значительной степени определяются исходными  $ph$ -конфигурациями.

Сильный разброс по энергии исходных конфигураций, обусловленный влиянием первых двух факторов, приводит к тому, что в легких ядрах, как правило, не формируется единое дипольное состояние и структура ДГР и его распадные свойства сильно зависят от вида хартри-фоковского оболочечного потенциала и отражают не усредненные, а индивидуальные особенности ядер.

Мы видим, таким образом, что ДГР в легких ядрах в отличие от ДГР в средних и тяжелых ядрах формируется на основе другой физики и является значительно более богатым по содержащейся в нем информации. Стержнем новой физики ДГР в легких ядрах является конфигурационное расщепление.

Теоретические методы анализа ДГР в легких ядрах опираются на многочастичную оболочечную модель. Необходимыми элементами этой модели являются оболочечный гамильтониан

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{V} \quad (12)$$

( $\widehat{H}_0$  — гамильтониан независимых нуклонов валентной оболочки, движущихся в среднем поле, создаваемом нуклонами заполненных оболочек,  $\widehat{V}$  — эффективное парное взаимодействие между валентными нуклонами) и «конфигурации», т. е. набор волновых функций независимых валентных нуклонов, обладающих правильными сохраняющимися квантовыми числами. Одночастичные уровни нуклонов в поле «остава» — нуклонов заполненных оболочек, берутся, как правило, из эксперимента; радиальные части однонуклонных волновых функций часто считаются осциляторными. Решение многочастичной задачи о нахождении основного состояния и спектра возбуждения сводится к диагонализации (12) на том или ином базисе конфигураций. Чем шире базис, тем точнее решение задачи.

4°. ДГР в атомных ядрах представляет собой сложное ядерное явление, в котором, как в фокусе, концентрируются все кардинальные модельные вопросы физики ядра низких энергий. В этом пункте мы без обсуждений укажем ряд таких проблем, существенных, но не решающих для физики ДГР (каждая из них, вообще говоря, заслуживает специального обзора):

- а) вид остаточного (эффективного) взаимодействия;
- б) роль непрерывного спектра одночастичных состояний;
- в) распадные свойства ДГР: испускание нуклонов и сложных фрагментов;
- г) корреляции в основном состоянии.

## § 2. Глубокие дырки и структура ДГР в легких ядрах.

1°. Под глубокими уровнями и соответственно под глубокими дырками мы будем понимать одночастичные уровни оболочек, лежащие ниже заполняющейся (или последней заполненной) оболочки. В ядрах  $2s2d$ -оболочки — это дырочные уровни  $0s$ ,  $1p$ , в ядрах  $1p$ -оболочки — уровни  $0s$ . Проблема глубоких дырок возникла и привлекла к себе внимание 15—20 лет назад, после того как в экспериментах ( $e, e'p$ ) и ( $p, 2p$ ) были идентифицированы  $0s$ ,  $1p$ -уровня ядер  $1p$ - и  $2s2d$ -оболочек. Оказалось, что эти уровни обладают значительно большей энергией связи, чем это предсказывается общепринятым статиче-

ским оболочечным потенциалом глубиной 45—50 МэВ. О масштабах противоречия можно судить, например, по тому, что по современным данным энергия связи  $0s$ -уровня имеет тенденцию к выходу на асимптотическое значение  $E(0s) \simeq 60$  МэВ (при  $A > 40$ ), а энергия связи  $E(1p) \simeq 40$  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  $\Delta E$ , даваемую формулой

$$\Delta E = \varepsilon N, \quad (13)$$

где  $N$  — число нейтронов в валентной оболочке, а

$$\varepsilon_{0s} \simeq 4 \text{ МэВ}, \quad \varepsilon_{1p} \simeq 2 \text{ МэВ} \quad (14)$$

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

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

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

2°. Феномен глубоких дырок имеет место во всех ядрах. Однако только в легких ядрах он затрагивает две соседние верхние оболочки — заполненную и валентную и сильно сказывается на структуре ДГР. Именно в силу этого феномена переходы типа А и Б в этих ядрах оказываются сильно разнесенными по энергии, единое дипольное состояние не образуется и требуется более детальное рассмотрение механизмов формирования ДГР. Впервые на это обстоятельство было обращено внимание в работах авторов в начале 1960-х годов. Подчеркнем, что в то время это был новый взгляд на проблему ДГР в легких ядрах, поскольку большинство специалистов исходили из гипотезы о том, что в легких ядрах ДГР формируется по типу ДГР средних и тяжелых ядер. Здесь сказалось «дисциплинирующее» влияние упомянутой нами ранее модели ферми-газа со спариванием, в которой ДГР зависит только от плотности ядерного вещества и интенсивности частично-дырочного взаимодействия, но не от структуры ядер.

Рассмотрим сначала, как выглядел бы ДГР в легких ядрах, если бы глубокие дырки не фрагментировали и оставалось взаимодействие, перепутывающее А- и Б-переходы, отсутствовало. В начале заполнения валентной оболочки, т. е. в ядрах типа  $^6,7\text{Li}$  и  $^{17,18}\text{O}$ , валентные нуклоны формируют пигми-резонанс (см. более подробное обсуждение этого вопроса в § 3), а нуклоны внутренних оболочек в переходах  $0s \rightarrow 1p$  и  $1p \rightarrow 2s2d$  создают основную ветвь. При этом, например, в ядрах  $^{17,18}\text{O}$  главная ветвь ДГР по своей структуре оказывается близкой ДГР в ядре  $^{16}\text{O}$ . По мере заполнения валентной оболочки интенсивность переходов типа А возрастает, а переходов типа Б уменьшается (из-за уменьшения числа свободных состояний в валентной оболочке). Кроме того, существенно возрастает энергия Б-переходов (см. формулу (13)). В результате у ядер с примерно наполовину заполненной оболочкой ДГР будет состоять из двух значительно разнесенных по энергии пиков.

3°. Рассмотрим теперь более реалистически картину конфигурационного расщепления ДГР. Для определенности будем иметь в виду ядра  $2s2d$ -оболочки; ядра  $1p$ -оболочки рассмотрим позднее. Прежде всего учтем, что имеет место сильное спин-орбитальное расщепление  $p$ -дырки: уровень  $\overline{1p_{3/2}}$  лежит намного выше, чем уровень  $\overline{1p_{1/2}}$ . Это обстоятельство, вообще говоря, должно приводить к расщеплению верхнего максимума на два. Один из них (с меньшей энергией) будет соответствовать Б-переходам  $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$ , другой —  $1p_{3/2} \rightarrow 2s2d$ . При этом максимум  $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$  может оказаться в районе максимума, сформированного А-переходами. Вторым существенным моментом является сильная фрагментация  $1p_{3/2}$ -дырочного уровня, достигающая, как мы уже указывали, 20 МэВ и более. Однако дырочный уровень  $1p_{1/2}$  оказывается почти нефрагментированным. Например, в ядре  $^{28}\text{Si}$  вся спектроскопическая сила протонной  $1p_{1/2}$ -дырки исчерпывается практически одним уровнем ядра  $^{27}\text{Al}$  с энергией возбуждения 4,05 МэВ. Сильная фрагментация дырки  $1p_{3/2}$  приведет к двум качественным эффектам.

Во-первых, в ядрах типа  $^{23}\text{Na}$ , у которых, с одной стороны, переходы  $1p_{3/2} \rightarrow 2s2d$  играют очень важную роль, а с другой — фрагментация дырки еще не достигла предельного значения 20—30 МэВ, ДГР является аномально широким. Практически в ядре  $^{23}\text{Na}$  ДГР заполняет всю энергетическую зону 18—30 МэВ.

Во-вторых, в ядрах с очень сильной фрагментацией  $1p_{3/2}$ -дырки, например в ядре  $^{28}\text{Si}$  и более тяжелых, переходы  $1p_{3/2} \rightarrow 2s2d$  должны формировать фон поглощения фотонов, простирающийся от ДГР, образующегося А- и  $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$ -переходами, примерно до 50 МэВ. В этих же ядрах ширина ДГР уже существенно уменьшается, достигая «нормального» значения 5—7 МэВ.

Обсудим, наконец, роль остаточного взаимодействия. Поскольку переходы  $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$  могут лежать в области максимума, сформированного А-переходами, то возможно сильное перемешивание А- и  $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$ -переходов. Однако если энергия  $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$ -переходов оказывается на несколько МэВ выше А-резонанса, то смешивание будет незначительным.

Мы видим, таким образом, что формирование ДГР в легких ядрах обусловлено совокупным действием целого ряда факторов и вся картина структуры ДГР вряд ли поддается достаточно надежному теоретическому расчету. Поэтому особую актуальность и значение приобретает задача экспериментального подтверждения основных черт изложенной выше качественной картины структуры ДГР.

4°. Необходимые экспериментальные данные, подтверждающие основные черты конфигурационного расщепления ДГР в ядрах  $2s2d$ -оболочки, были впервые получены и проанализированы фотоядерной группой НИИЯФ МГУ.

То новое, что было сделано этой группой, сводится к следующему.

1. Ею был разработан метод измерения парциальных сечений реакций ( $\gamma, p_i$ ) с непрерывным (бетатронным) спектром  $\gamma$ -квантов (здесь индекс  $i$  нумерует состояния конечного ядра; 0 соответствует основному состоянию; 1 — первому возбужденному и т. д.). 2. Для широкого набора ядер  $2s2d$ -оболочки измерены парциальные сечения реакций ( $\gamma, p_i$ ) вплоть до энергий возбуждения конечных ядер, равных 13 МэВ (верхняя граница  $E_{\gamma}^{\text{max}}$  бетатронного спектра не превышала примерно 30 МэВ). 3. На основании данных о реакциях подхвата протона типа ( $n, d$ ), ( $d, {}^3\text{He}$ ) и реакциях ( $\gamma, p\gamma'$ ) и ( $\gamma, p_i$ ) было показано, что с



большой вероятностью (50% и более) распад ДГР в легких ядрах происходит через те же конфигурации, которые непосредственно возбуждаются фотонами; иными словами, было выяснено, что вероятность полупрямого распада ДГР достигает в легких ядрах 50% и более.

4. Из анализа своих данных о парциальных сечениях и литературных данных о полных фотоядерных сечениях фотоядерная группа НИИЯФ МГУ разделила А- и Б-переходы и не только установила факт конфигурационного расщепления ДГР в ядрах  $2s2d$ -оболочки, но и обнаружила ряд его деталей и закономерностей.

5°. Исходным пунктом конфигурационного анализа в легких ядрах является предположение о том, что большую роль в распадных свойствах ДГР играет полупрямой эффект, т. е. что распад ДГР с большой вероятностью происходит через конфигурации, непосредственно возбуждающиеся через поглощение  $\gamma$ -квантов. Подчеркнем, что в тяжелых ядрах это предположение определено неверно; в тяжелых ядрах распад ДГР происходит практически независимо от его частично-дырочной структуры.

Основные этапы конфигурационного анализа структуры ДГР мы рассмотрим на примере реакции  $(\gamma, p)$  на ядре  $^{28}\text{Si}$ . Для этого ядра были измерены парциальные сечения реакций  $(\gamma, p_i)$ , в которых роль  $i$ -го уровня играли группы уровней со средними энергиями  $\bar{E}_i=0; 0,9; 2,8; 4,0$  и  $6,4$  МэВ. Реально каждая группа уровней содержала не более чем два уровня, хорошо изученных с помощью реакции подхвата протона. Уровни, входящие в первые четыре группы, обладают положительной четностью и практически исчерпывают всю  $2s2d$ -генеалогия ядра  $^{28}\text{Si}$ . Поэтому полное сечение возбуждения этих уровней с хорошей точностью должно давать сечение А-перехода. Уровень с энергией  $4,05$  МэВ, содержащийся в предпоследней группе, почти нацело исчерпывает  $1p_{1/2}$ -генеалогия ядра  $^{28}\text{Si}$  и, следовательно, вероятность возбуждения этого уровня определяет сечение  $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$ -переходов. Наконец, среди уровней последней группы имеется лишь один, проявляющийся в реакциях подхвата протона, — уровень  $3/2^-$  с энергией  $5,16$  МэВ. Он исчерпывает около 30% спектроскопической силы  $1p_{3/2}$ -дырки. Поэтому сечение возбуждения последней группы ( $\bar{E}_i=6,4$  МэВ) естественно интерпретировать как сечение  $1p_{3/2} \rightarrow 2s2d$ -переходов. Результат такого анализа показан на рис. 2, а. Такой же анализ был проведен для целого ряда других ядер  $2s2d$ -оболочки (рис. 2, б, в, г).

Обсудим теперь основные черты конфигурационного расщепления ДГР в ядрах  $2s2d$ -оболочки. Пожалуй, самым важным выводом из результатов, приведенных на рис. 2, является то, что переходы  $2s2d \rightarrow 3p3f$  и  $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$  «вымирают» при приближении к  $\omega=30$  МэВ, а интенсивность переходов  $1p_{3/2} \rightarrow 2s2d$ , напротив, не исчезает и при 30 МэВ. Естественно считать, что «хвост» ДГР обусловлен именно такими переходами. Задачей первостепенной важности является экспериментальное подтверждение этого очень важного утверждения.

Далее, энергетические «центры тяжести»  $\bar{E}$  переходов типа А и  $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$ , определенные как

$$\bar{E} = \frac{\int_{E_{\text{пор}}}^{30 \text{ МэВ}} \sigma(\omega) \omega d\omega}{\int_{E_{\text{пор}}}^{30 \text{ МэВ}} \sigma(\omega) d\omega}, \quad (15)$$

отличаются примерно на 2 МэВ. Этот факт можно истолковать как указание на «несмешиваемость» А- и  $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$ -переходов, т. е. на то, что даже из А- и  $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$ -переходов не формируется единого дипольного состояния. Особые свойства  $1p_{3/2} \rightarrow 2s2d$ -переходов — нарастающая фрагментация  $1p_{3/2}$ -дырки, как нам кажется, дают ключ к пониманию необычно растянутого ДГР в ядре  $^{23}\text{Na}$  (см. рис. 2, *з*). Приведенные результаты позднее были подтверждены в других работах.

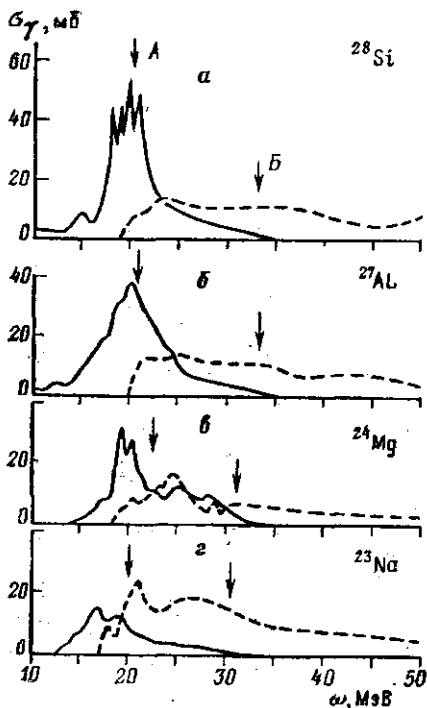


Рис. 2

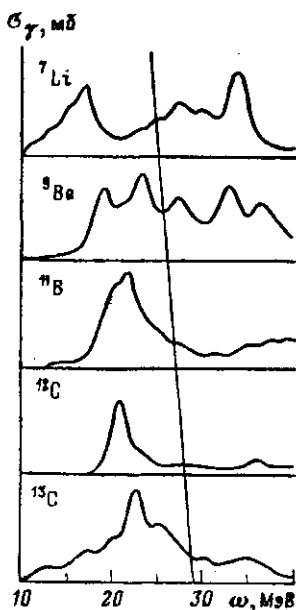


Рис. 3

Рис. 2. Сечения фотопоглощения на ядрах  $^{28}\text{Si}$  (*а*),  $^{27}\text{Al}$  (*б*),  $^{24}\text{Mg}$  (*в*),  $^{23}\text{Na}$  (*з*) в области энергий  $\omega \leq 50$  МэВ, разделенные на А- и Б-переходы

Рис. 3. Рассчитанные сечения поглощения  $\gamma$ -квантов в ядрах  $1p$ -оболочки. Полученные в расчетах столбики «уширены» по формуле Брейта—Вигнера с шириной  $\Gamma = = 2$  МэВ. Сплошная секущая линия разделяет А (слева) и Б (справа) переходы

6°. Рассмотрим теперь те черты конфигурационного расщепления ДГР в ядрах  $1p$ -оболочки, которые обусловлены существованием глубокой дырки. В этих ядрах экспериментальное разделение А- и Б-переходов пока еще не проведено. Поэтому наш анализ роли глубокой  $0s$ -дырки мы основывали на теоретических расчетах ДГР в этих ядрах. На рис. 3 показаны рассчитанные полные сечения ДГР на ядрах  $^7\text{Li}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{12,13}\text{C}$ . Линия, пересекающая рисунок, разделяет А- и Б-переходы: справа от линии поглощение обусловлено Б-переходами.

Анализируя рис. 3, прежде всего отметим, что переходы А и Б в ядрах  $1p$ -оболочки смешиваются незначительно и единого дипольного состояния не образуется. Структура А-ветви ДГР существенно зависит от супермультиплетного расщепления и будет рассмотрена в следующем параграфе. Переходы типа Б, как и следовало ожидать, наиболее

важную роль играют в ядрах, у которых  $1p$ -оболочка только начинает заселяться, т. е. в ядрах  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$ .

Интенсивности переходов типа А и Б сравниваются в ядре  ${}^9\text{Be}$ , и в более тяжелых ядрах Б-переходы играют второстепенную роль, формируя области ДГР, соответствующие энергиям 30 МэВ и выше. Отметим, что для глубоких дырок в более тяжелых ядрах, конкретнее, в ядрах  $3p3f$ -оболочки, оценки величины  $\epsilon$  из формулы (13) дают

$$\epsilon_{2s,2d} \approx 0,6 \div 0,8 \text{ МэВ.} \quad (16)$$

Поэтому в ядрах  $3p3f$ -оболочки с  $N-20 \approx 10$  или  $Z-20 \approx 10$  можно ожидать заметного уширения ДГР.

### § 3. Супермультиплетное расщепление и структура ДГР в ядрах $1p$ -оболочки.

1°. Структура А-ветви ДГР в ядрах  $1p$ -оболочки в сильнейшей степени зависит от супермультиплетной симметрии, т. е. спин-изоспиновой группы  $SU_4$  ядер  $1p$ -оболочки. Рассмотрим сначала некоторые общие аспекты проявления супермультиплетной симметрии. Как известно, неприводимые представления и, следовательно, мультиплеты группы  $SU_4$  в общем случае задаются схемами Юнга:  $[f] = [f_1 f_2 f_3 f_4]$  с  $f_1 \geq f_2 \geq f_3 \geq f_4 \geq 0$  и  $\sum_i f_i = A$ , где  $A$  — число нуклонов в ядре. В силу антисимметрии волновой функции ядра  $SU_4$ -супермультиплеты можно задавать также с помощью схемы Юнга перестановочной симметрии пространственной части волновой функции. Эта схема Юнга, которую мы также будем обозначать индексом  $[f]$ , является сопряженной схеме Юнга группы  $SU_4$  и задается набором чисел  $[f] = [f_1 \dots f_n]$  с  $f_1 \geq f_2 \geq \dots \geq f_n \geq 0$ ,  $f_i \leq 4$  и  $\sum_i f_i = A$ . Именно в этих терминах и будет обсуждаться в дальнейшем структура ядер  $1p$ -оболочки.

Эффекты супермультиплетной симметрии — супермультиплетное расщепление уровней легких ядер — возникают из-за выделенной роли сил Майораны, т. е. парных сил типа

$$V_{12} = -V(r) \hat{P}_{12}^x, \quad (17)$$

где  $\hat{P}_{12}^x$  — оператор Майораны — оператор перестановки пространственных координат нуклонов,  $V(r)$  — радиальная функция, задающая интенсивность взаимодействия и его радиальную зависимость.

Будем считать, что энергии уровней можно оценивать в «диагональном» по конфигурации приближении, т. е. как средние значения гамильтониана (12) по фиксированным оболочечным конфигурациям. Обозначив через  $\bar{V}$  среднюю интенсивность парного взаимодействия в заданной конфигурации, получим оператор  $\hat{M}$  полного майорановского взаимодействия:

$$\hat{M} = -\bar{V} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{P}_{ij}^x. \quad (18)$$

Легко видеть, что оператор  $\sum_{\langle i,j \rangle} \hat{P}_{ij}^x$  является инвариантом группы перестановок пространственных координат нуклонов (точнее, операто-

ром Казимира этой группы). Собственные значения этого оператора для представления (супермультиплета)  $[f]$  даются формулой

$$\langle [f] | \sum_{i < j} \hat{P}_{ij}^x | [f] \rangle = 1/2 [f_1(f_1 + 1) + f_2(f_2 - 3) + \dots]. \quad (19)$$

Отсюда следует, что состояния, принадлежащие различным схемам Юнга, должны быть разделены большим энергетическим интервалом. Проиллюстрируем это на примере ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ . В ядре  ${}^6\text{Li}$  уровни со схемой Юнга [42] и конфигурацией  $0s^4 1p^2$ , а в ядре  ${}^7\text{Li}$  — со схемой [43] и конфигурацией  $0s^4 1p^3$  находятся, как показывают оболочечные расчеты, в энергетическом интервале 0—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 18—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 «четверок». Явления, связанные с изменением числа «четверок» в схеме Юнга, получили название эффектов «счетверения». 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 показывают данные спектроскопии, находятся при энергиях  $E^* \geq 15-16$  МэВ. Это значение (15—16 МэВ) является характерной энергией счетверения во всех ядрах  $1p$ -оболочки.

2°. Хорошим тестом рассматриваемой теории может служить фото-расщепление ядра  ${}^9\text{Be}$ . Основное состояние этого ядра имеет конфигурацию  $0s^4 1p^5$  [441]. В переходах типа А возбуждаются конфигурации  $0s^4 1p^4 (2s 2d)$  со схемами Юнга [441] и [432], [4311]. Согласно сказанному выше (эффект счетверения), состояния со схемами Юнга [441] и [432], [4311] разделены энергетическим интервалом, равным примерно 15—16 МэВ. Соответственно набор состояний со схемами Юнга [432], [4311] формирует главный максимум ДГР в  ${}^9\text{Be}$ , расположенный в области 15—25 МэВ, а состояния со схемами Юнга [441] дают пигми-резонанс, хорошо видный в канале  $(\gamma, n)$  (см. рис. 4). Пигми-резонанс, естественно, должен лежать при значительно более низких энергиях.

Показательными являются также распадные свойства ДГР в  ${}^9\text{Be}$ . В конечном ядре  ${}^8\text{Be}$  состояния со схемой Юнга [44] занимают интервал 0—15 МэВ (у всех таких уровней изоспин равняется нулю). Первый уровень с изоспином  $T=1$  и соответственно со схемой Юнга [431] появляется при энергии 15 МэВ. Отсюда следует, что и распады главного максимума ДГР в ядре  ${}^9\text{Be}$  на низколежащие состояния ядра  ${}^8\text{Be}$  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 ДГР происходит в них преимущественно на 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  ${}^9\text{Be}$  стоит ядро  ${}^{13}\text{C}$ . Все, что было сказано относи-

тельно  ${}^9\text{Be}$ , 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  $(\gamma, n)$ ). Пигми-резонанс имеется также в ядрах  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{15}\text{N}$ , в которых есть несчетверенные нуклоны. В  ${}^{14}\text{N}$  также мог бы существовать пигми-резонанс, однако из-за того, что в этом ядре эффект счетверения значительно менее выражен, чем в соседних нечетных ядрах, остаточное взаимодействие так перемешивает конфигурации, что образуется единый широкий максимум поглощения.

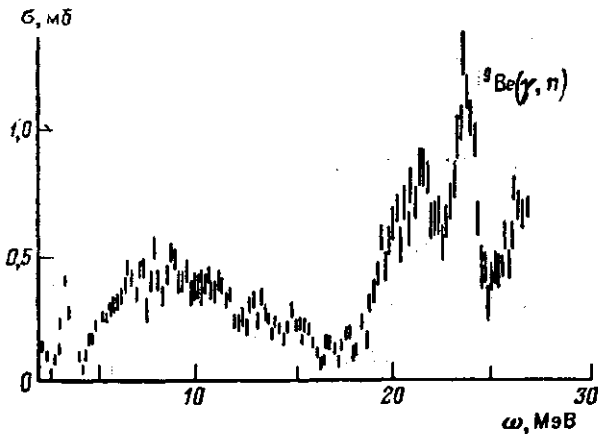


Рис. 4. Измеренное сечение реакции  ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$

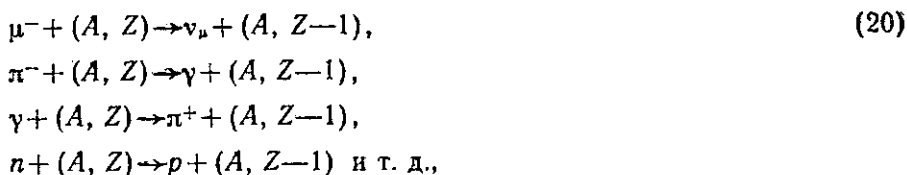
До сих пор мы пренебрегали остаточным взаимодействием и рассматривали супермультиплетные свойства ДГР в диагональном приближении. Остаточное по отношению к этому диагональному приближению взаимодействие, естественно, в определенной степени разрушит супермультиплетную структуру ядерных состояний. Однако многочисленные расчеты ДГР в ядрах  $1p$ -оболочки показали, что супермультиплетная gross-структура ДГР тем не менее сохраняется.

Отметим, что в ядрах  $2s2d$ -оболочки супермультиплетные эффекты ДГР существенно уменьшаются и их нельзя уже четко выделить. Это связано как с увеличением роли спин-орбитального взаимодействия, так и с уменьшением интенсивности монополярной части сил Майораны.

#### § 4. Дополнительные замечания и заключение.

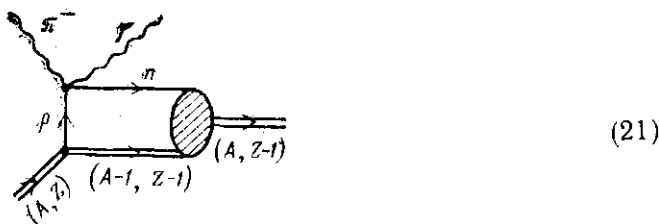
1°. Рассмотренное в предыдущих разделах явление конфигурационного расщепления ДГР обусловлено, как мы видели, нетривиальными особенностями хартри-фоковского оболочечного потенциала — резким опусканием глубоких оболочечных уровней (феномен глубоких дырок) и супермультиплетной симметрией легких ядер. Легко видеть, однако, что конфигурационное расщепление, понимаемое как характерная структура спектра возбуждения легкого ядра, должна проявляться не только при воздействии на ядро полем электрического дипольного

$\gamma$ -кванта, но также при действии на него спин-изоспинового дипольного поля. Такое поле эффективно возникает в процессах

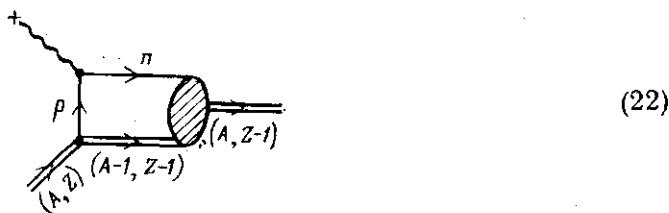


где через  $(A, Z)$  обозначено атомное ядро с массовым числом  $A$  и зарядом  $Z$ ;  $\mu^-$ ,  $\pi^\pm$ ,  $\gamma$ ,  $\nu^\mu$  — мюоны, пионы,  $\gamma$ -кванты и мюонное нейтрино. Не обсуждая проблему в деталях, ограничимся здесь качественным рассмотрением этих реакций и одним примером.

Оказывается, что в первом приближении реакции (20) можно описывать в импульсном приближении, т. е. с помощью фейнмановской диаграммы; например, для реакции  $(\pi, \gamma)$



где  $p$ ,  $n$  — протон и нейтрон. Амплитуда процесса (21), естественно, зависит от элементарной амплитуды реакции  $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$ . Однако в конечном счете нахождение амплитуды (21) сводится к расчету амплитуды процесса



где волнистой линией с крестиком обозначено внешнее поле.

В легких ядрах процессы (20) эффективно создают дипольное

$$\sum_k f_1(q, r_k) Y_{1m}(\mathbf{n}_k) \tau_\pm \quad (23)$$

и спин-дипольное поле

$$\sum_k f_2(q, r_k) (Y_1 \otimes \sigma)_{Jm} \tau_\pm, \quad (24)$$

где  $Y_{1m}$  — обычная сферическая гармоника,  $\sigma$ ,  $\tau_\pm$  — спиновые и изоспиновые матрицы Паули,  $f_{1,2}(q, r)$  — функции радиуса  $r$  и переданного импульса  $q$ ; их вид определяется конкретной реакцией.

Поля (23), (24) возбуждают ядра по-разному. В поле (23), так же как и в поле дипольного фотона, наиболее интенсивными являются переходы без переворачивания спина, т. е. переходы типа

$$j_i = l + 1/2 \rightarrow j_f = l + 1 + 1/2, \quad (25)$$

где  $j_{i,f}$  — полные одночастичные моменты в начале и в конце. Поле (24) наиболее интенсивными делает переходы с переворачиванием спина, т. е. переходы

$$j_i = l - 1/2 \rightarrow j_f = l + 1 + 1/2, \quad (26)$$

$$j_i = l + 1/2 \rightarrow j_f = l + 1 - 1/2$$

(например,  $1p_{1/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ ,  $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ ). Соответственно поле (23) возбуждает состояния ДГР (правда, при другом, нежели у фотона, переданном импульсе), поле (24) возбуждает состояния спин-дипольного гигантского резонанса. Таким образом, реакции (19) предоставляют уникальную возможность сравнительного изучения конфигурационного расщепления дипольного и спин-дипольного гигантских резонансов.

Проявление конфигурационного расщепления в реакциях (20) мы рассмотрим только на одном примере — реакции ( $\pi^-$ ,  $\gamma$ ) на ядре  ${}^6\text{Li}$ . На рис. 5 приведен рассчитанный и измеренный на опыте спектр возбуждения ядра  ${}^6\text{He}$ , возникающий в процессе радиационного захвата отрицательных мюонов. Как видно из рис. 5, первый (низкоэнергетич-

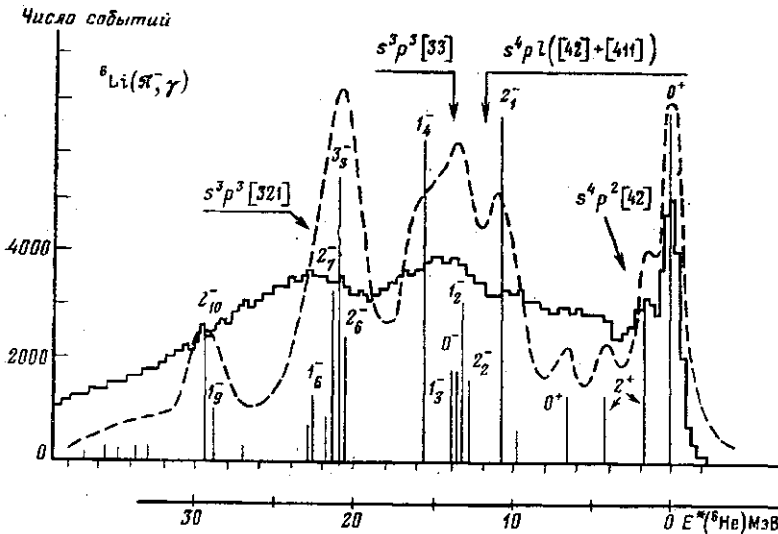


Рис. 5. Структура гигантского резонанса в ядре  ${}^6\text{Li}$ , возбуждаемого в результате радиационного захвата мюонов: гистограмма — эксперимент, вертикальные линии — результат расчета, пунктирная линия — результат того же расчета, но с учетом размытия индивидуальных пиков по интервалу шириной  $\Delta E = 2$  МэВ

ный) пик обусловлен переходами внутри внешней  $1p$ -оболочки, приводящими к конечным состояниям со схемой Юнга [42]. Следующий максимум связан с переходами нуклона из  $1p$ -оболочки в  $2s2d$ -оболочку и из  $0s$ - в  $1p$ -оболочку. Общей для этих конфигураций характеристикой является схема Юнга [33]. Наконец, третий пик полностью обусловлен

переходами из  $0s$ -оболочки, при которых возникает конфигурация со схемой Юнга [32].

Аналогичный анализ других ядер  $1p$ -оболочки и ядер  $2s2d$ -оболочки показывает, что концепция конфигурационного расщепления позволяет понять большую совокупность экспериментальных данных «нефотоядерной природы». Тем самым демонстрируются универсальные черты рассмотренной концепции.

2°. Мы проанализировали основные черты физики гигантского дипольного резонанса в легких ядрах — ядрах  $1p$ - и  $2s2d$ -оболочек. Физика ДГР в этих ядрах существенно отличается от его физики в средних и тяжелых ядрах и в этом смысле является новой. Стержнем этой новой физики является конфигурационное расщепление, обусловленное в конечном счете особыми свойствами среднего (хартри-фоковского) ядерного поля и тем самым особыми свойствами нуклон-нуклонного потенциала. Концепция конфигурационного расщепления позволяет охватить очень широкую совокупность свойств возбужденных состояний легких ядер, проявляющуюся в различных реакциях:

а) «странные» вариации ширины ДГР — огромная его величина в ядрах начала оболочки ( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{23}\text{Na}$ ) и вполне «нормальная» в ядрах более тяжелых —  ${}^{10}\text{B}$  и  ${}^{28}\text{Si}$ ;

б) длинный хвост ДГР, простирающийся вплоть до энергий  $\omega \approx 50$  МэВ;

в) существование разделенных по энергии двух ветвей ДГР в ядрах  $1p$ -оболочки — пигми-резонанса и основного максимума;

г) преимущественный распад ядер  $1p$ -оболочки на высоковозбужденные состояния конечных ядер;

д) «двугорбый» характер зависимости от  $\omega$  сечения реакции ( $\gamma$ ,  $\gamma_0$ ) в ядрах  $2s2d$ -оболочки;

е) «многогорбую» структуру спектра возбуждения конечных ядер в реакциях захвата мюонов, радиационного захвата пионов, перезарядки нуклонов.

Явление конфигурационного расщепления в главных чертах было теоретически предсказано в НИИЯФ МГУ, экспериментально подтверждено работами фотоядерной группы НИИЯФ МГУ и впоследствии — работами других групп.

В настоящее время можно сказать, что без концепции конфигурационного расщепления вообще нельзя понять «отклик» легких ядер на действие различных зависящих от времени внешних полей.

Тем не менее необходимо подчеркнуть, что детальное изучение конфигурационного расщепления еще предстоит выполнить. Несомненно, оно затронет новые пласты физических эффектов и потребует больших усилий экспериментаторов и теоретиков. В этой связи укажем несколько крупных проблем, требующих своего решения.

1. Необходимо продолжить анализ парциальных сечений ( $\gamma$ ,  $p_i$ )-реакций на ядрах  $2s2d$ -оболочки в области энергий  $\gamma$ -квантов, существенно превышающих 30 МэВ, и выполнить аналогичные исследования для реакции ( $\gamma$ ,  $n_i$ ). Такой же анализ необходимо провести в ядрах  $1p$ -оболочки.

2. Чрезвычайно важной является идентификация супермультиплетного расщепления ДГР в ядрах  $1p$ -оболочки по модам звездного распада. До сих пор такие экспериментальные исследования, даже для простейших ядер  ${}^6,7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ , являются весьма фрагментарными и несистематическими.

3. Для того чтобы детально проследить универсальные черты конфигурационного расщепления, необходимо выполнить эксперименты



на совпадение при исследовании реакций радиационного захвата пионов с мезоорбит, мю-захвата, перезарядки нуклонов и т. д.

4. С чисто теоретической точки зрения, весьма важными являются механизмы фрагментации  $1p_{3/2}$ -,  $0s_{1/2}$ -дырок и анализ общих причин возникновения феномена глубоких дырок.

Поступила в редакцию  
28.12.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

УДК 539.184.56

### О ВЛИЯНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОСЛЕ СТОЛКНОВЕНИЯ НА ИНТЕРФЕРЕНЦИЮ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРОМ

Ш. Д. Куникеев, В. С. Сенашенко

(НИИЯФ)

Качественно исследовано влияние взаимодействия в конечном состоянии на интерференцию автоионизационных резонансов с непрерывным спектром. Показано, что для адекватного описания интерференции необходимо учитывать взаимодействие после столкновения в выражениях для амплитуд как прямых, так и резонансных ионизационных переходов.

Экспериментальные исследования автоионизационных резонансов атома гелия, возбуждаемых быстрыми протонами, обнаружили характерные квазипериодические изменения формы автоионизационного спектра в зависимости от кинематики столкновения, наиболее сильно проявляющиеся в условиях, когда взаимодействие заряженных частиц после столкновения между собой велико [1]. В работе [2] было показано, что интерференция резонансной амплитуды с амплитудой прямого ионизационного перехода, в которой учитывается взаимодействие после столкновения, и приводит к указанным изменениям формы резонансов. Однако результатов работы [2] оказалось недостаточно, чтобы объяснить полностью наблюдаемые закономерности [1].

В настоящей работе снова рассмотрено влияние взаимодействия после столкновения на характер интерференции автоионизационных резонансов с непрерывным спектром. На этот раз взаимодействие после столкновения учитывалось не только в прямом, но и в резонансном каналах ионизации.

Последовательный учет взаимодействия после столкновения можно осуществить в рамках метода [3], который позволяет представить амплитуды прямого и резонансного переходов в следующем виде:

$$\tau_{dir} = k_{dir} \tau_{dir}^0, \quad (1)$$

$$\tau_{res} = \frac{2}{\Gamma_r (\epsilon + i)} k_{res}(\epsilon) \tau_{dec}^0 \cdot \tau_{ex}, \quad (2)$$

где  $\tau_{dir}^0$  — амплитуда прямой ионизации без учета взаимодействия после столкновения,  $\tau_{dec}^0$  — амплитуда распада автоионизационного состояния изолированного атома,  $\tau_{ex}$  — амплитуда возбуждения автоионизационного состояния,  $\epsilon = 2(E_e - E_r)/\Gamma_r$ ,  $E_e$  — энергия эжектируемого электрона,  $E_r$ ,  $\Gamma_r$  — энергия и ширина автоионизационного резонанса,  $k_{dir}$  и  $k_{res}(\epsilon)$  учитывают взаимодействие после столкновения в прямом и резонансном каналах соответственно и содержат эффекты