

539.14

# **КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДИПОЛЬНОГО ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА В АТОМНЫХ ЯДРАХ**

**Б. С. Ишиханов, И. М. Капитонов, В. Г. Неудачин,  
В. Г. Шевченко, Р. А. Эрамбян, И. П. Юдин**

(НИИЯФ Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова)

## **СОДЕРЖАНИЕ**

1. Основные механизмы формирования дипольного гигантского резонанса (ДГР) в атомных ядрах. . . . .	57
1.1. Историческое введение. 1.2. Формирование ДГР в средних и тяжелых ядрах. 1.3. Особенности формирования ДГР в легких ядрах. 1.4. ДГР в ядрах $^{208}\text{Pb}$ , $^{16}\text{O}$ . 1.5. Дополнительные общие вопросы формирования ДГР. . . . .	70
2. Глубокие дырки и структура ДГР в легких ядрах. . . . .	85
2.1. Проблема глубоких дырок в легких ядрах. 2.2. Глубокие дырки и структура ДГР. Общее рассмотрение. 2.3. Экспериментальная методика измерения парциальных фотоядерных сечений при бетатронном спектре уквантов. 2.4. Конфигурационное расщепление ДГР в ядрах 2s, 2d-оболочки. Экспериментальный анализ. 2.5. Глубокие дырки и структура ДГР в ядрах 1p-оболочки. . . . .	89
3. ДГР и супермультиплетная структура ядер 1p-оболочки. . . . .	96
3.1. Супермультиплетная симметрия. 3.2. Эффекты супермультиплетной симметрии в ДГР. . . . .	97
4. Универсальность явления конфигурационного расщепления. . . . .	97
5. Заключение. . . . .	97
Примечания к тексту. . . . .	97
Список литературы. . . . .	97

## **1. Основные механизмы формирования дипольного гигантского резонанса (ДГР) в атомных ядрах.**

1.1. Историческое введение. Как известно, в кривой сечения фотопоглощения всех атомных ядер (исключая легчайшие—дейтрон, тритон, ядро  $^3\text{He}$ -изотопа гелия-3) имеется большой 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—в области 20—24 МэВ. Для средних и тяжелых ядер его средняя энергия  $E_d$  приближенно дается эмпирической формулой

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

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).

Существование ДГР в ядрах было теоретически предсказано А. Б. Мигдалом в 1945 г. [1]. Вскоре после этого ДГР был открыт экспериментально в работах [2]. Цитируемая иногда как первое теоретическое описание ДГР работа Гольдхабера и Теллера [3] появилась в 1948 г.

Исследование природы и свойств ДГР сыграло выдающуюся роль в становлении своевременных представлений о структуре и динамике

атомного ядра. Сложившееся к середине 50-х годов острое противоречие между энергиями  $E_d$  «оболочечного» [4] и наблюдаемого ДГР привело к открытию коллективных состояний и механизмов их формирования в рамках оболочечной модели [5, 6]. Все последующее почти тридцатилетнее развитие физики атомного ядра было в значительной степени связано с изучением коллективных состояний, их роли в различных реакциях, взаимодействия с одночастичными степенями свободы, мод распада и т. д. Отметим также, что наиболее яркое коллективное состояние в

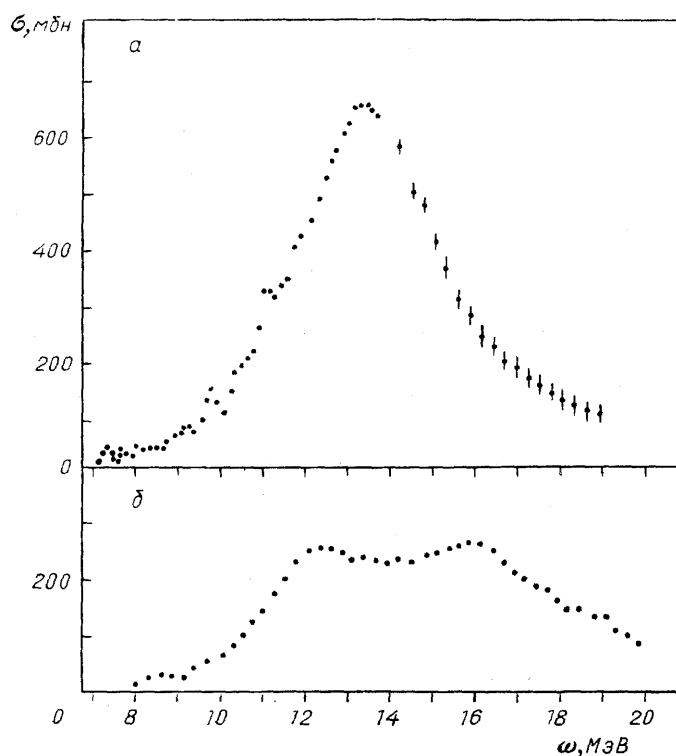


Рис 1 Зависимость полного сечения поглощения  $\gamma$ -квантов от их энергии  $\omega$  для ядра  $^{208}\text{Pb}$  [24] (а) и ядра  $^{154}\text{Sm}$  [24] (б)

средних и тяжелых атомных ядрах—дипольное состояние—постоянно является своеобразным тестом новых подходов к описанию атомного ядра.

Совершенно иная (по отношению к средним и тяжелым ядрам) структура ДГР реализуется в легких ядрах. Еще в самом начале 60-х годов, когда формировалась вся физика гигантских резонансов, в НИИЯФ МГУ были заложены основы концепции, предсказывавшей качественно новые закономерности, которые должны быть присущи легким ядрам. Согласно этой новой концепции ДГР в легких ядрах в отличие от средних и тяжелых должен простирается до столь высоких энергий (в масштабах низкоэнергетичной физики ядра), при которых в соответствии с традиционными воззрениями его вообще быть не должно. Предсказанная в рамках этой концепции одна из ветвей ДГР оставалась необнаруженной на эксперименте вплоть до недавнего времени.

Раскрытие той новой физики, которая стоит за качественным своеобразием ДГР в легких ядрах, является основной целью настоящего обзора. Нам представляется, что рассматриваемые в этом обзоре вопросы имеют общее значение для понимания условий формирования коллективных возбуждений в квантово-механических многочастичных системах.

### 1.2. ФОРМИРОВАНИЕ ДГР В СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ.

Вся совокупность современных данных о реакциях срыва и подхвата [8], упругого и неупругого рассеяния электронов [9], квазиупругого выбивания из ядра протонов электронами [10] и протонами [11] не оставляет сомнения в том, что в первом (и хорошем) приближении атомное ядро представляет собой фермиевский газ нуклонов, помещенных в самосогласованное ядерное поле. Это ядерное поле мы будем называть оболочечным потенциалом.

В простейшем случае оболочечный потенциал совпадает с хартри-фокковским. Естественно, очень важным является вопрос о виде оболочечного потенциала и, следовательно, о структуре ядерных оболочек. Опять-таки вся совокупность современных данных указывает на то, что одночастичные уровни 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 оказываются намного глубже, чем предсказывается этим потенциалом [10, 11]. В дальнейшем мы увидим, что эта особенность ядерных оболочек в легких ядрах приводит к одному из важнейших явлений — *конфигурационному расщеплению ДГР*.

Обсудим сначала вопрос о формировании 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)  $|\hat{H}_{ph}\rangle$ , получающиеся в результате перемещения одного нуклона из заполненных оболочек (и, следовательно, образования в них вакансии—«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 заполненной. При большей конкретизации

$$|ph\rangle = |\overline{n_1 l_1 j_1} n_2 l_2 j_2 J T\rangle = |\bar{j}_1 j_2 J T\rangle, \quad (3)$$

где  $n l j$  — квантовые числа уровня в сферически-симметричном потенциале (встречающемся чаще всего); черта над индексами  $n l j$  означает «дырку»;  $J$ ,  $T$  — 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 (см. [12]). Энергии  $E_{ph}$  возбуждения частично-дырочных конфигураций даются очевидной формулой

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

где  $\varepsilon_{ph}$  — энергии уровней частицы и дырки.

Более сложными возбужденными состояниями будут состояния типа  $2p$ ,  $2h$  (две частицы—две дырки),  $3p$ ,  $3h$  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 рамках рассматриваемой оболочечной модели связан с частично-дырочными конфигурациями соседних оболочек [4] и должен в тяжелых ядрах иметь энергию, равную расстоянию между оболочками, т. е.

6—8 МэВ, вместо наблюдаемой 13—14 МэВ. Это и есть отмеченное ранее острое противоречие в теории, возникшее в середине 50-х годов. Решение этой проблемы [5, 6] (оно нащупывалось также в работе [7]) было связано с осознанием того факта, что все ядерное взаимодействие в принципе не может быть сведено к самосогласованному потенциалу и что эта оставшаяся часть взаимодействия—остаточное взаимодействие—может приводить к нетривиальным эффектам. Поэтому проблема ДГР ставится следующим образом: необходимо найти спектр возбуждения модельного гамильтониана

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} \quad (5)$$

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

$$\hat{H}_0 |ph\rangle = E_{ph} |ph\rangle, \quad (6)$$

$\hat{V}$  — оператор остаточного взаимодействия, которое «работает» только в возбужденном состоянии. Эффекты остаточного взаимодействия в основном состоянии мы обсудим в п. 1.4. Явные формулы для амплитуд  $\langle p'h' | \hat{V} | ph \rangle$ ,  $\langle p'h' | \hat{V} | 2p2h \rangle$  и т. д. зависят от типа остаточного взаимодействия [13].

Спектр возбуждения гамильтониана (5) находится посредством диагонализации энергетической матрицы  $\|H\|$ :

$$\|H\| = \begin{array}{c|c|c} \langle p'h' | \hat{H} | ph \rangle & \langle p'h' | \hat{H} | 2p2h \rangle & \dots \\ \hline \langle 2p'2h' | H | ph \rangle & \langle 2p'2h' | H | 2p2h \rangle & \dots \text{ и т. д.} \\ \hline \dots & \dots & \dots \end{array} \quad (7)$$

Осложняющим фактором процедуры диагонализации является существование у одночастичного оболочечного гамильтониана непрерывного спектра. Практически во всех последующих расчетах свойств ДГР эффектами непрерывного спектра пренебрегается (см. п. 1.4). Вследствие этого одночастичный базис и, следовательно, базис  $ph$ -,  $2p2h$ - и т. д. конфигураций становится ограниченным. Однако даже в этом случае учет всех дискретных состояний базиса является нереализуемой, по крайней мере сейчас, вычислительной задачей. Поэтому приходится уже в самой по себе модельной постановке задачи делать новые модельные предположения. Большим достижением теории является то, что, несмотря на неосуществимость точного решения задачи о диагонализации гамильтониана (5), в настоящее время мы не только качественно, но и часто количественно понимаем главные особенности ДГР.

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

$$ph \rightleftharpoons 2p2h \rightleftharpoons 3p3h \rightleftharpoons \dots \text{ и т. д.} \quad (8)$$

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,  $ph$ -конфигураций с большими амплитудами  $d_{ph} = \langle ph | \hat{D} | 0 \rangle$  дипольных переходов ( $\hat{D}$  — оператор электрического дипольного момента ядра) оказываются примерно вырожденными по энергии. Эта особенность проблемы ДГР очевидным об-

разом связана с видом оболочечного потенциала (см. обсуждение этого вопроса в немагических и легких ядрах). Во-вторых, амплитуды  $\langle p'h'|V|ph\rangle$  взаимодействий этих «сильных» частично-дырочных состояний приближенно факторизуются

$$\langle p'h'|V|ph\rangle = \kappa d_{p'h} d_{ph}, \quad (9)$$

где  $\kappa$  — постоянная больше нуля.

В этих условиях, как нетрудно убедиться [6], остаточное взаимодействие формирует из «сильных»  $ph$ -конфигураций когерентное дипольное состояние

$$|d\rangle \sim \sum_{ph} d_{ph} |ph\rangle \quad (10)$$

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

$$\Delta E = \kappa \sum_{ph} (d_{ph})^2. \quad (11)$$

Учет «слабых» конфигураций, т. е.  $ph$ -конфигураций с небольшими значениями амплитуд  $d_{ph}$  не меняет в целом этого заключения, приводя разное 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 эффектов этих конфигураций [13—17]. Оказалось, что они не меняют средней энергии частично-дырочного ДГР и практически формируют только его ширину — промежуточную и тонкую структуру, если более мощные факторы типа рассматриваемого в этом обзоре конфигурационного расщепления или статической деформации не являются существенными. Причина такого «ограниченного» влияния более сложных конфигураций на ДГР состоит в том, что «наведенное» ими  $ph$ -взаимодействие, во-первых, не может иметь факторизованного вида (9) и, во-вторых, при разумных предположениях о хаотичности фазовых множителей амплитуд  $\langle ph|\hat{V}|2p2h\rangle$  вообще является диагональным по  $ph$ -конфигурациям.

Поясним это утверждение на формульном языке. Эффективное сечение  $\sigma(\omega)$  поглощения  $\gamma$ -квантов на бесспиновом для простоты ядре дается формулой

$$\sigma(\omega) = 4\pi^2 \alpha \omega \operatorname{Im} \langle 0 | \hat{D} \hat{G}(\omega) \hat{D} | 0 \rangle, \quad (12)$$

где

$$\hat{D} = \frac{N}{A} \sum_{i=1}^Z \hat{z}_i - \frac{Z}{A} \sum_{i=Z+1}^A \hat{z}_i \quad (13)$$

является оператором дипольного момента ядра ( $Z, N$  — числа протонов и нейтронов,  $\hat{z}_i$  — это  $z$ -координата  $i$ -го нуклона),  $\alpha = 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $\hat{G}(\omega)$  — полный пропагатор (функция Грина) гамильтониана (5):

$$\hat{G}(\omega) = \frac{1}{\omega - \hat{H} + i\delta}. \quad (14)$$

Будучи спроектирован на  $ph$ -подпространство полного гильбертова пространства базисных состояний, пропагатор  $\hat{G}(\omega)$  может быть записан

в виде [18]

$$\hat{G}(\omega) = \frac{1}{\omega - \hat{H}_{ph} - \hat{V}G_{2p2h}\hat{V} + i\delta}, \quad (15)$$

где  $\hat{H}_{ph}$  — гамильтониан (5) в  $ph$ -подпространстве,  $G_{2p2h}(\omega)$  — полный пропагатор в подпространстве конфигураций  $2p2h$ ,  $3p3h$  и т. д.,  $\hat{V}$  — оператор, связывающий  $ph$ -конфигурации с более сложными.

В общем случае сечение (12) является сильно флюктуирующей функцией частоты  $\omega$  фотона. Имеет смысл поэтому усреднить это сечение по некоторому энергетическому интервалу  $I$ . Обычно это усреднение совершают с помощью весовой функции

$$\rho_I(\omega, \omega') = \frac{1}{\pi} \frac{I/2}{(\omega - \omega')^2 + (I/2)^2}. \quad (16)$$

В результате для усредненного сечения  $\sigma_I(\omega) = \int \rho_I(\omega, \omega') \sigma(\omega') d\omega'$  получаем, что

$$\sigma_I(\omega) = 4\pi^2 \alpha \omega \operatorname{Im} \left\langle 0 \left| \hat{D} \hat{G} \left( \omega + \frac{iI}{2} \right) \hat{D} \right| 0 \right\rangle. \quad (17)$$

Для достаточно высокой плотности  $\rho(\rho \gg 1/I)$  состояний типа  $2p2h$ ,  $3p3h, \dots$  можно считать, что

$$\begin{aligned} \left\langle p'h' \left| \hat{V} \hat{G}_{2p2h} \left( \omega + i \frac{I}{2} \right) \hat{V} \right| ph \right\rangle &= \\ &= \delta_{p'h', ph} \left\langle ph \left| \hat{V} \hat{G}_{2p2h} \left( \omega + i \frac{I}{2} \right) \hat{V} \right| ph \right\rangle = \\ &= \delta_{p'h', ph} \left( \Delta_{ph}(\omega) - i \frac{\Gamma_{ph}(\omega)}{2} \right), \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\Delta_{ph}(\omega) = \sum_{2p2h} \frac{\omega - \omega_{2p2h}}{(\omega - \omega_{2p2h})^2 + (I/2)^2} |\langle ph | \hat{V} | 2p2h \rangle|^2, \quad (19')$$

$$\Gamma_{ph}(\omega) = 2\pi \sum_{2p2h} \frac{I/2\pi}{(\omega - \omega_{2p2h})^2 + (I/2)^2} |\langle ph | \hat{V} | 2p2h \rangle|^2. \quad (19'')$$

Соответственно сечение  $\sigma_I(\omega)$  принимает вид

$$\sigma_I(\omega) = 4\pi^2 \alpha \omega \sum_k \frac{|\langle k | D | 0 \rangle|^2 \Gamma_k(\omega)/2}{(\omega - \omega_k - \Delta_k(\omega))^2 + (\Gamma_k(\omega)/2)^2}, \quad (20)$$

где  $|k\rangle, \omega_k$  — собственные функции и собственные энергии частично-дырочного гамильтониана  $H_{ph}$ . Мы видим, таким образом, что при весьма разумном предположении (18) (хаотичность амплитуд, связывающих  $ph$ - и  $2p2h$ -состояний) конфигурации  $2p2h$  и более сложные вызывают только смещение и уширение частично-дырочных состояний.

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 В;

б) «размазанность» фермиевской границы нуклонного газа, т. е. тот факт, что в основном состоянии ядра нуклона 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  $(A+1)$ . Генеалогическая структура задается генеалогическими коэффициентами, определяемыми соотношениями

$$\hat{a}_{j_1 m_1} |\Psi_0\rangle = N^{1/2} \sum_{s_{A-1}} \langle s_{A-1}, j_1 | \Psi_0 \rangle \langle J_{s_{A-1}} M_{s_{A-1}} j_1 m_1 | J_0 M_0 \rangle |s_{A-1}\rangle \quad (21)$$

и

$$\hat{a}_{j_2 m_2}^+ |\Psi_0\rangle = (N+1)^{1/2} \sum_{s_{A+1}} \langle \Psi_0, j_1 | s_{A+1} \rangle \langle J_0 M_0 j_1 m_1 | J_{s_{A+1}} M_{s_{A+1}} \rangle |s_{A+1}\rangle, \quad (22)$$

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. В средних и тяжелых ядрах этот анализ существенно облегчается выделенной ролью спаривательного взаимодействия 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 [19] (детали см. в [16]) 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. Состояние более сложной, чем частично-дырочная, природы формируют ширину ДГР.

**1.3. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ДГР В ЛЕГКИХ ЯДРАХ.** Легкими мы будем называть ядра легче ядра кальция (с  $A \leq 40$ ), т. е. ядра 1p- и 2s-, 2d-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 (структурными), 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 естественной представляется апелляция к модели нуклонного фермиевого газа со спариванием (ядерный вариант модели Бардина—Купера—Шриффера [19]), в которой исчезают 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 философия фермиевского газа абсолютно неадекватна, и теорию ДГР необходимо строить, опираясь на теорию ядерной структуры, которая в первом и хорошем приближении описывается оболочечной моделью в ее многочастичном варианте. Физическая основа своеобразия ДГР в легких ядрах в своих основных чертах в конечном счете связана с нетривиальными особенностями среднего (хартри-фоковского) поля и сводится к следующему.

Во-первых, за счет резкого опускания глубоких одночастичных уровней энергии переходов типа А и В оказываются сильно различающимися. В ряде случаев за счет этого фактора энергетический разброс конфигураций достигает 10—15 МэВ и более.

Во-вторых (и это особенно существенно для ядер 1р-оболочки), самосогласованный средний потенциал сильно зависит от квантового числа «схемы Юнга»  $[f]$  (см. подробнее п. 3), характеризующего перестановочную симметрию пространственных переменных 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 1р-оболочки 15—16 МэВ. Совокупность физических явлений, связанных с этими двумя особенностями легких ядер, мы будем называть *конфигурационным расщеплением* [20].

В-третьих, в легких ядрах чрезвычайно богатой является генеалогическая структура основных и возбужденных состояний. В ядрах 1р-оболочки, например, разложения [21, 22] включают в себя состояния  $|s_{A\pm 1}\rangle$ , расположенные в интервале 20—30 МэВ. Наконец, в-четвертых (и это чрезвычайно приятное для анализа ДГР обстоятельство), у легких ядер плотность более сложных, чем частично-дырочные, состояний в области ДГР оказывается невысокой. Поэтому распадные свойства ДГР в значительной степени определяются исходными рн-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 ДГР остается, по существу, «рассыпанным» на сильно разделенные отдельные группы рн-состояний, из которых могут образовываться «локальные» дипольные «подсостояния». Формирование этих групп и их распадные свойства очень чувствительны к тому, какова энергия глубоких дырок, т. е. энергия связи нуклонов в ближайшей замкнутой оболочке.

Мы видим, таким образом, что по сравнению с ДГР в средних и тяжелых ядрах ДГР в легких ядрах, во-первых, формируется на основе других принципов и, во-вторых, является значительно более богатым по запечатленной в ней 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 [21] являются: 1) оболочечный гамильтониан

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}, \quad (23)$$

где  $\hat{H}_0$  — гамильтониан независимых нуклонов валентной оболочки, движущихся в среднем поле, создаваемом нуклонами заполненных оболочек,  $\hat{V}$  — эффективное парное взаимодействие между валентными нуклонами; 2) «конфигурации», т. е. набор волновых функций независимых валентных нуклонов, обладающих правильными сохраняющимися квантовыми



числами. Одночастичные уровни нуклонов в поле «остова»—нуклонов заполненных оболочек—берутся, как правило, из эксперимента; радиальные части однонуклонных волновых функций часто считаются осцилляторными. Решение многочастичной задачи о нахождении основного состояния и спектра возбуждения сводится к диагонализации гамильтониана (24) на том или ином базисе конфигураций. Чем шире базис, тем точнее решение задачи. Приведем в качестве примера схему оболочечного расчета ДГР в ядре  $^{12}\text{C}$ . Гамильтониан  $\hat{H}_0$  в этом случае описывает независимые нуклоны 1р-оболочки, движущиеся в поле ядра  $^4\text{He}$ . Для нахождения основного состояния гамильтониан  $\hat{H}$  диагонализуется на базисе конфигураций

$$|0s^4 1p^8 [f] LST=0, J=0\rangle, \quad (24)$$

где  $[f]$  —схема Юнга (см. далее п. 3),  $LST$ —полный орбитальный, спиновый (схема  $LS$ —связи) и изоспиновый моменты,  $J$ —полный момент ядра. Конфигурации отличаются квантовыми числами  $[f]$ ,  $LS$ . Аналогичным образом при нахождении ДГР в ядре  $^{12}\text{C}$  необходимо диагонализировать  $\hat{H}$  на базисе конфигураций

$$\begin{aligned} &|0s^4 1p^7 [f] (LST'), {}^\pi (2s, 2d): J^\pi T\rangle, \\ &|0s^3 1p^9 [f^1] (LST): J^\pi T\rangle, \end{aligned} \quad (25)$$

причем  $J^\pi = 1^-, T=1$ .

Расчеты такого типа мы будем называть расчетами методом BSM( $1\hbar\omega$ ) (Bound Shell Model); запись  $1\hbar\omega$  означает, что учтены все конфигурации, получающиеся из основного состояния перемещением нуклона в соседнюю оболочку. Практическая реализация такой программы связана, однако, с рядом технических (например, выделение возбуждений центра масс) и принципиальных (проблема эффективного взаимодействия) вопросов. Тем не менее оболочечные расчеты приводят к результатам, которые в разумной степени согласуются с экспериментом.

Хорошие результаты получаются и при сужении BSM ( $1\hbar\omega$ ) базиса до набора состояний типа

$$\begin{aligned} &a_p^+ |s_{A-1}\rangle, \\ &a_h |s_{A+1}\rangle, \end{aligned} \quad (26)$$

где  $a_p^+$ ,  $a_h$  — операторы рождения нуклона в свободной оболочке и поглощения нуклона в заполненной оболочке;  $|s_{A\pm 1}\rangle$ —состояния ядер  $A\pm 1$ , генеалогически связанные с основными (т. е. эти состояния возбуждаются при удалении или добавлении нуклона в валентную оболочку).

Для ядра  $^{12}\text{C}$ , например, это приближение означает диагонализацию гамильтониана (23) на базисе

$$\begin{aligned} &|0s^4 1p^7 \alpha J_1 = \frac{1}{2} T_1 = \frac{1}{2}, (2s, 2d): J^\pi = 1^-, T=1\rangle, \\ &|0s^3 1p^9 \beta J_1 = \frac{1}{2} T_1 = \frac{1}{2}: J^\pi = 1^-, T=1\rangle, \end{aligned} \quad (27)$$

где  $(\alpha, \beta)$  — дополнительные к  $J_1, T_1$  индексы со стояний ядер с  $A=11$  и  $13$ , генеалогически связанных с основным состоянием ядра  $^{12}\text{C}$ .

Дальнейшее разумное сужение базиса конфигураций достигается при работе с конфигурациями типа

$$\begin{aligned} a_p^\tau |\overline{s_{A-1}}\rangle, \\ a_n |\overline{s_{A+1}}\rangle, \end{aligned} \quad (28)$$

где черта означает, что вместо набора состояний  $|S_{A\pm 1}\rangle$  берутся волновые пакеты, исчерпывающие всю генеалогию основного состояния:

$$\begin{aligned} |\overline{s_{A-1}}\rangle &= \sum_{s_{A-1}} \langle s_{A-1}, j_1 | \Psi_0 \rangle |s_{A-1}\rangle, \\ |\overline{s_{A+1}}\rangle &= \sum_{s_{A+1}} \langle \Psi_0, j_1 | s_{A+1} \rangle |s_{A+1}\rangle. \end{aligned} \quad (29)$$

Приближения (28), (29) являются естественным физическим обобщением частично-дырочного приближения для магических ядер на немагические. В связи с этим становится ясным, что приближение (27) (не говоря уже о BSM( $1\hbar\omega$ )-приближении) учитывает вклад в ДГР ряда конфигураций типа 2p2h.

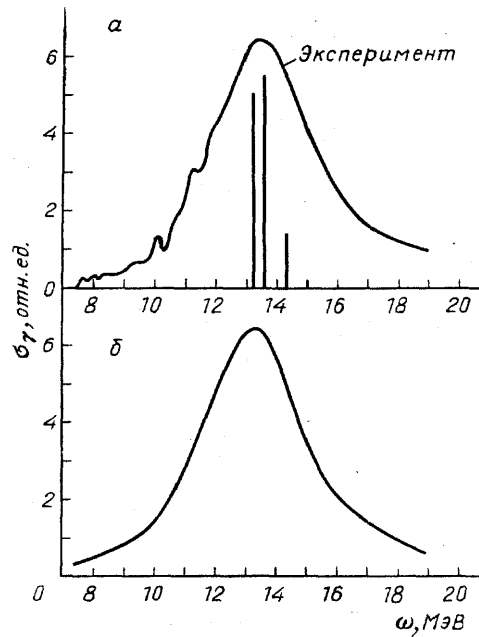


Рис. 2. Рассчитанное для ядра aospb в разных приближениях (ph (a) и ph+2p2h (б)) сечение поглощения у-квантов [24]. Для сравнения приведено также измеренное сечение

Приближение (29) справедливо в том случае, когда смещение  $\Delta E$  ДГР под влиянием остаточного взаимодействия оказывается существенно большим, чем энергетический разброс состояний ядер ( $A\pm 1$ ), исчерпывающих генеалогию исходного ядра.

**1.4. ДГР в ядрах  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{16}\text{O}$ .** В этом пункте на примере ДГР ядер  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{16}\text{O}$  мы проиллюстрируем «работу» теоретического аппарата описанного в пп. 1.2—1.4. Ядро  $^{208}\text{Pb}$  — дважды магическое тяжелое ядро. Его ДГР, рассчитанный в рп-приближении, с учетом 2p2h-конфигураций и измеренный, представлен на рис. 2. Как видно из этого рисунка, теория удовлетворительно воспроизводит gross-структуру кривой поглощения. Тем не менее прямое экспериментальное подтверждение час-

тично-дырочной природы ДГР в этом ядре пока отсутствует. Это обстоятельство связано с тем, что частично-дырочные конфигурации в средних и тяжелых ядрах являются «скрытыми»: распадные свойства ДГР определяются не  $ph$ , а огромным числом  $2p2h$  и более сложных конфигураций, которые не имеют отношения к процессу поглощения  $\gamma$ -квантов. Видимо, единственный способ непосредственного экспериментального подтверждения  $ph$ -природы ДГР в тяжелых ядрах — это изучение формфакторов ДГР. Действительно, если бы удалось определить вклад ДГР в неупругое рассеяние электронов при достаточно больших переданных импульсах  $q$  ( $q \geq 0,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$ ), то, сравнивая измеренные формфакторы с рассчитанными по  $ph$ -теории, можно было бы уверенно судить о справедливости  $ph$ -приближения.

В связи с этим подчеркнем уникальность ДГР в ядре  $^{16}\text{O}$ , на примере которого можно провести прямую проверку правильности рассмотренных механизмов формирования ДГР. Рассчитанная [22] и экспериментальная [62] кривые поглощения для этого ядра показаны на рис. 3. Как видно из рисунка, gross-структура экспериментальной кривой — два максимума с энергией 22,3 и 24,4 МэВ — великолепно объясняется в  $ph$ -приближении. Правда, теоретические максимумы (22,7 и 25,4 МэВ) несколько смещены относительно экспериментальных, однако это расхождение можно отнести на счет небольших несовершенств теории (вид

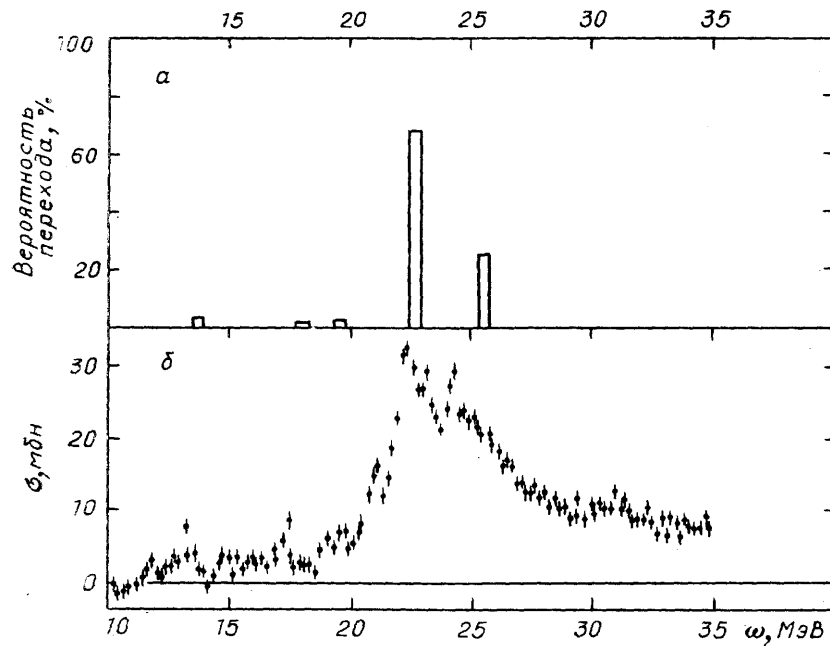


Рис. 3. Рассчитанное в  $ph$ -приближении [226] (а) и измеренное [62] (б) сечения поглощения  $\gamma$ -квантов на ядре  $^{16}\text{O}$

остаточного взаимодействия, вид оболочечного потенциала и т. д.). Волновые функции этих уровней являются суперпозицией пяти возбуждаемых  $\gamma$ -квантами  $ph$ -конфигураций:  $1\bar{p}_{3/2}2s_{1/2}$ ,  $1\bar{p}_{1/2}2s_{1/2}$ ,  $1\bar{p}_{3/2}2d_{5/2}$ ,  $1\bar{p}_{1/2}2d_{3/2}$ ,  $1\bar{p}_{3/2}2d_{3/2}$  (заметим, что у уровня 22,7 МэВ доминирующей конфигурацией является  $1p_{3/2}2d_{5/2}$ , а уровня 25,4 —  $1\bar{p}_{3/2}2d_{3/2}$ ). Детальная и глубокая проверка  $ph$ -структуры ДГР в этом ядре проведена на широком круге данных о парциальных сечениях реакции  $(\gamma, p_i)$ , где индексом  $i$  отмечены низколежащие уровни конечного ядра  $^{15}\text{N}$ :  $1/2^-$ ,  $3/2^-$ ,

$1/2^+$ ,  $5/2^+$ ,  $3/2^+$ , а также об угловых распределениях фотонуклонов [24] и дифференциальных сечениях радиационного захвата поляризованных протонов [25]. Выяснилось, что вся совокупность этих данных совместима с конфигурационным составом частично-дырочных состояний, полученных в расчетах Жилле [22]. При этом нашел объяснение и тот факт, что угловые распределения нуклонов, измеренные в разных частях ДГР, являются одинаковыми, хотя конфигурационный состав этих областей различен. Однако существование тонкой структуры ДГР в ядре  $^{16}\text{O}$  [23], «не предусмотренное»  $ph$ -приближением, и распад ДГР на дырочные уровни конечных ядер (уровни  $1/2^+$ ,  $5/2^+$ ,  $3/2^+$ ) указывают на то, что определенную роль в формировании ДГР в ядре  $^{16}\text{O}$  играют и более сложные состояния, чем частично-дырочные. Приближенный учет [24] этих более сложных состояний позволяет объяснить не только тонкую структуру ДГР, но и такие его особенности, как уменьшение анизотропии угловых распределений фотонуклонов у сателлитных линий с энергией 21,0, 22,6 и 24,6 МэВ.

1.5. Дополнительные общие вопросы формирования ДГР. 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 практически без обсуждений укажем ряд таких вопросов, существенных, но не решающих, для проблемы ДГР. Каждый из них, вообще говоря, заслуживает специального обзора.

**1.5.1. Вид остаточного (эффективного) взаимодействия.** Существует много вариантов остаточного взаимодействия. Эти варианты либо выкристаллизовываются в процессе опыта оболочечных расчетов — силы Розенфельда, Сопера, Жилле, скирмовское взаимодействие [26] и т. д., либо получаются параметризацией частично-дырочного взаимодействия (теория ферми-жидкости [13]), либо, наконец, находятся из  $G$ -матричной теории, связывающей остаточное взаимодействие с реалистическим нуклон-нуклонным взаимодействием [27].

Если исключить отдельные детали — пороговые явления, свойства отдельных уровней и т. д., то, как показывают расчеты, проблема ДГР в целом слабо зависит от типа остаточного взаимодействия.

**1.5.2. Роль непрерывного спектра одночастичных состояний.** Рассматривая формирование ДГР, мы подразумевали перемещение нуклона из заполненного состояния в дискретное свободное состояние соседней оболочки, например перемещение (переход)  $1p \rightarrow 2s, 2d$ . Между тем в этом же указанном случае имеют место переходы  $1p \rightarrow \epsilon s, \epsilon d$ , где  $\epsilon$  — энергии нуклона в континууме. Проблема правильного учета эффектов континуума остро встала в ядерной физике в середине 60-х годов. Ей посвящено большое число работ и обзоров (см., например, [28]). Общий итог изучения эффектов непрерывного спектра сводится к следующему. Непрерывный спектр существен главным образом в тех случаях, когда рассчитываются парциальные широты или интерференция прямых и резонансных процессов. Пренебрежение непрерывным спектром не меняет кардинально результатов расчета ДГР с дискретным набором состояний.

Подводя итоги этих двух пунктов, отметим тем не менее, что при количественном расчете свойств ДГР необходимо, конечно, учитывать ограничения, накладываемые на вид остаточного взаимодействия условием их согласования [13] с оболочечным потенциалом, а также непрерывный спектр, тем более что при формировании многих коллективных ядерных состояний (и ДГР) имеется тенденция к повышению роли высокоэнергичных состояний континуума [13].

**1.5.3. Распадные свойства ДГР: испускание нуклонов и сложных фрагментов.** Последовательный учет эмиссии частиц при распаде ДГР представляет собой весьма сложную динамическую задачу и возможен только в рамках единых теорий ядерных реакций [29]. За последнее десятилетие существенный прогресс в понимании распадных свойств высоковозбужденных состояний ядра был достигнут на основе теории предравновесного (предсоставного) распада [18, 30]. С позиции временного варианта этой теории распада ДГР происходит следующим образом. Поглощенный  $\gamma$ -квант возбуждает непосредственно только частично-дырочные конфигурации. Эти конфигурации могут либо испытать нуклонный (или какой-либо другой) распад, либо превратиться в более сложную 2p2h-конфигурацию. Во втором случае — возникновение более сложной конфигурации 2p2h — все повторяется и завершается либо распадом ядра из 2p2h-конфигурации, либо появлением еще более сложной конфигурации 3p3h и т. д. В работах и обзорах [18, 30] можно найти необходимые формулы для вероятности распада ядра на каждой стадии этого процесса.

Расчеты распадных свойств ДГР по формулам единых теорий [18, 30] неизбежно приводят к проблеме достаточно корректного выбора остаточного взаимодействия и волновых функций непрерывного спектра, от которых вероятность распада зависит квадратично. Поэтому во многих случаях удобнее и проще использовать для нахождения вероятностей распада R-матричную теорию [31]. Эта теория хорошо описывает распад независимых резонирующих уровней и, следовательно, основные особенности распада ДГР. В R-матричной теории парциальная ширина  $\Gamma_{\lambda a}$  распада уровня  $\lambda$  по каналу  $a$  дается формулой

$$\Gamma_{\lambda a} = 2k_a P(k_a) \gamma_{\lambda a}^2, \quad (30)$$

где  $k_a$  — волновой вектор относительного движения фрагментов,  $P(k_a)$  — фактор проницаемости кулоновского и центробежного барьера,  $\gamma_{\lambda a}^2$  — приведенная ширина, пропорциональная квадрату генеалогического коэффициента разделения уровня на фрагменты:

$$\gamma_{\lambda a}^2 = \frac{1}{2\mu R} |\varphi(R)|^2 |\langle a | \Psi_\lambda \rangle|^2; \quad (31)$$

$\varphi(R)$  — волновая функция относительного движения фрагментов,  $R$  — расстояние между центрами фрагментов, при котором они соприкасаются,  $|\langle a | \Psi_\lambda \rangle|^2$  — квадрат генеалогического коэффициента, помноженный на комбинаторный фактор формирования фрагмента из  $A$  нуклонов ядра,  $\mu$  — приведенная масса.

**1.5.4. Роль корреляций в основном состоянии.** В предыдущем качественном анализе (см. пп. 1.2—1.4) мы фактически рассматривали эффекты взаимодействия в конечном состоянии, т. е. взаимодействие частиц и дырок, порожденных  $\gamma$ -квантом. Между тем взаимодействие, способное рассеивать и порождать  $ph$ -пары, неизбежно будет искажать хартри-фоковский вакуум. Частично это искажение хартри-фоковского вакуума учитывается приближением хаотических фаз (RPA-приближением) [32]. С точки зрения физики приближение RPA соответствует включению в схему диагонализации примеси к основному состоянию конфигураций типа

$$\hat{a}^2 |0\rangle, \quad (32)$$

где

$$\hat{a} = \sum_{ph} d_{ph} a_p^\dagger a_h \quad (33)$$

и  $|0\rangle$  — хартри-фоковский вакуум.

Дальнодействующие корреляции в основном состоянии оказываются существенными в различных многотельных задачах — при анализе плазменных вибраций вырожденного электронного газа, процессах фотоионизации атомов и т. д. [33]. В ядерной физике они весьма существенны при расчетах свойств низколежащих коллективных состояний  $2^+$ ,  $3^-$ . В проблеме ДГР, однако, из-за структуры остаточного взаимодействия рассматриваемые корреляции играют в целом второстепенную роль, хотя при обсуждении ряда коллективных характеристик ДГР их необходимо учитывать (например, при анализе дипольного правила сумм).

**1.5.5. Обменные токи.** Прямое возбуждение конфигурации  $2p2h$ . Обменные токи в области ДГР не играют существенной роли, поскольку в длинноволновом приближении оператора взаимодействия атомного ядра с электромагнитным полем является одночастичным. Однако в области энергий со фотонах, больших 100 МэВ, обменные токи играют весьма существенную роль, вызывая двухнуклонное поглощение  $\gamma$ -квантов.

Прямое возбуждение состояний  $2p2h$  возникает за счет обменных токов и выхода за рамки RPA (высшие приближения RPA). Оба эти механизма прямого возбуждения  $2p2h$ -конфигураций практически не скажутся на области ДГР.

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

**2.1. Проблема глубоких дырок в легких ядрах.** Под глубокими уровнями и соответственно под глубокими дырками мы будем понимать одночастичные уровни оболочек, лежащих ниже заполняющейся (или последней заполненной) оболочки. В ядрах  $2s$ ,  $2d$ -оболочки — это дырочные уровни  $\overline{0s}, \overline{1p}$ , в ядрах  $1p$ -оболочки — уровни  $\overline{0s}$ . Проблема глубоких дырок возникла и привлекла к себе внимание 15—20 лет тому назад, после того как в экспериментах  $(e, e'p)$  [9] и  $(p, 2p)$  [10] были идентифицированы  $(\overline{0s}, \overline{1p})$ -уровни ядер  $1p$ - и  $2s$ ,  $2d$ -оболочек. Оказалось, что эти уровни обладают значительно большей энергией связи, чем это предсказывается общепринятым статическим оболочечным потенциалом глубиной 45—50 МэВ. О масштабах противоречия можно судить, например, по тому, что по современным данным (рис. 4) энергия связи  $\overline{0s}$ -уровня имеет тенденцию к выходу на асимптотическое значение  $E(\overline{0s}) \approx \approx 60$  МэВ (при  $A > 40$ ), а энергия связи  $1p$ -уровня — на значение  $E(1p) \approx 40$  МэВ.

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

$$\Delta E \approx \epsilon N, \quad (34)$$

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

$$\epsilon_{0s} = 4 \text{ МэВ}, \quad \epsilon_{1p} = 2 \text{ МэВ} \quad (35)$$

соответственно для ядер  $1p$ - и  $2s$ ,  $2d$ -оболочек.

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

Достаточно полное количественное понимание энергетического положения глубоких дырок и механизмов их фрагментации пока еще отсутствует. Хартри-фоковские расчеты одночастичного потенциала со скирмовским  $N$ — $N$ -взаимодействием приводят к  $E$ -зависящим (т. е. за-

висящим от энергии) оболочечным потенциалам [34]. Такие потенциалы хорошо воспроизводят энергетическое положение глубоких уровней и их волновые функции (точнее, импульсные распределения [35]). Возможно, что введение  $E$ -зависящих потенциалов в оболочечные теории и есть решение проблемы глубоких дырок. Возможно также, что проблема их фрагментации потребует учета эффектов типа эффекта Махана — Нозьера [36] в металлах.

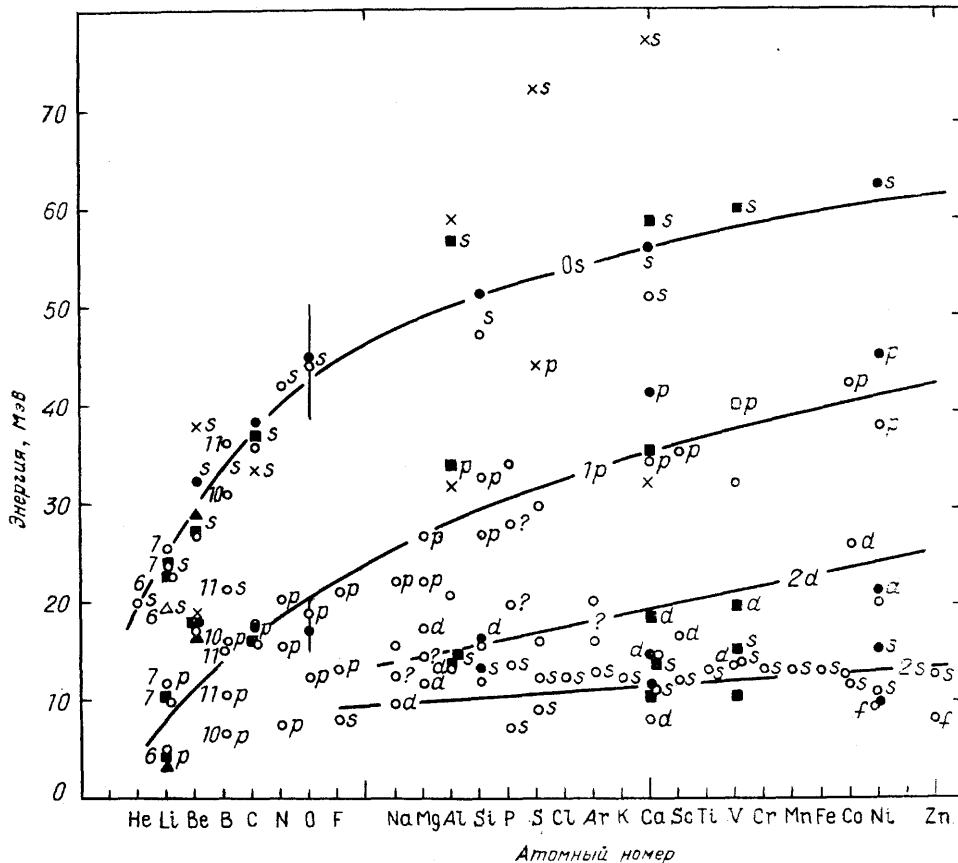


Рис. 4. Энергии связи протонов различных оболочек, найденные из реакций  $(e, e' p)$  [9] и  $(p, 2p)$  [10]

**2.2. ГЛУБОКИЕ ДЫРКИ И СТРУКТУРА ДГР.** Общее рассмотрение. Феномен глубоких дырок имеет место во всех ядрах. Однако только в легких ядрах он затрагивает две соседние верхние оболочки — заполненную и валентную — и глубоко сказывается на структуре ДГР. Именно в силу этого феномена переходы типа А и В 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 [20]. Подчеркнем, что в то время это был новый взгляд на проблему ДГР в легких ядрах, поскольку большинство специалистов (и не только экспериментаторов) 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 остаточное взаимодействие, перепутывающее А- и В-переходы, отсутствовало. В начале заполнения валентной оболочки, т. е. в ядрах типа  ${}^{6,7}\text{Li}$  и  ${}^{17,18}\text{O}$ , валентные нуклоны

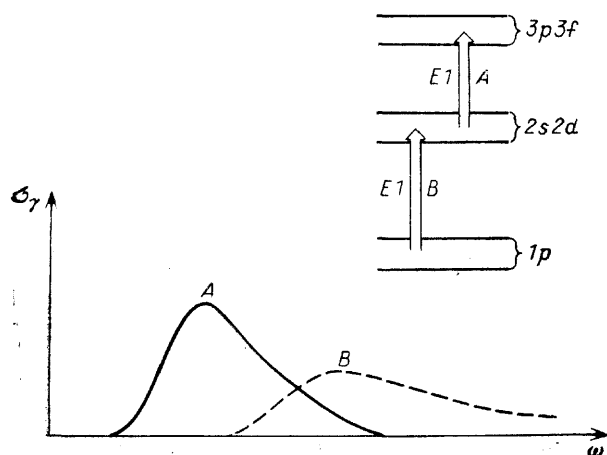


Рис. 5. Качественная картина структуры ДГР в легких ядрах 2s, 2d-оболочки в предположении нефраgmentированных дырочных уровней

формируют пигми-резонанс (см. более подробное обсуждение этого вопроса в п. 3 на с. 85), а нуклоны внутренних оболочек в переходах  $0s \rightarrow 1p$  и  $1p \rightarrow (2s, 2d)$  создают основную ветвь. При этом, например, в ядрах  ${}^{18,17}\text{O}$  основная 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 В уменьшается (из-за уменьшения числа свободных состояний в валентной оболочке). Кроме того, существенно возрастает энергия В-переходов (см. формулу (34)). В результате у ядер с примерно наполовину заполненной оболочкой ДГР будет состоять из двух значительно разнесенных по энергии пиков и выглядеть примерно так, как изображено на рис. 5.

Рассмотрим теперь более реалистически картину конфигурационного расщепления ДГР. Для определенности будем иметь в виду ядра 2s, 2d-оболочки; ядра 1p-оболочки рассмотрим позднее. Прежде всего, учтем, что имеет место сильное спин-орбитальное расщепление 1p-дырки: уровень  $1p_{3/2}$  лежит намного выше, чем уровень  $1p_{1/2}$ . Это обстоятельство, вообще говоря, должно расщепить верхний максимум на рис. 5 на два максимума. Один из них (при меньшей энергии) будет соответствовать В-переходам  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$ , другой —  $1p_{3/2} \rightarrow 2s, 2d$ . При этом максимум  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$ -переходов 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 и более МэВ. Однако дырочный уровень  $1p_{1/2}$  оказывается почти нефраgmentированным. Например, в рассматриваемом ниже ядре  ${}^{28}\text{Si}$  вся спектроскопическая сила протонной  $1p_{1/2}$ -дырки сосредоточена практически в одном уровне 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  $1p_{3/2} \rightarrow 2s, 2d$  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  $1p_{3/2} \rightarrow (2s, 2d)$  должны формировать сравнительно «вялый» максимум с площадью 30—40% от дипольного правила сумм при энергии 25—30 МэВ с очень длинным «хвостом» до энергии 45—50 МэВ. Сейчас обнаружен лишь левый край этого максимума. Группа А-переходов образует четко сформированный отдельный максимум шириной 5—7 МэВ при энергии ~20 МэВ.

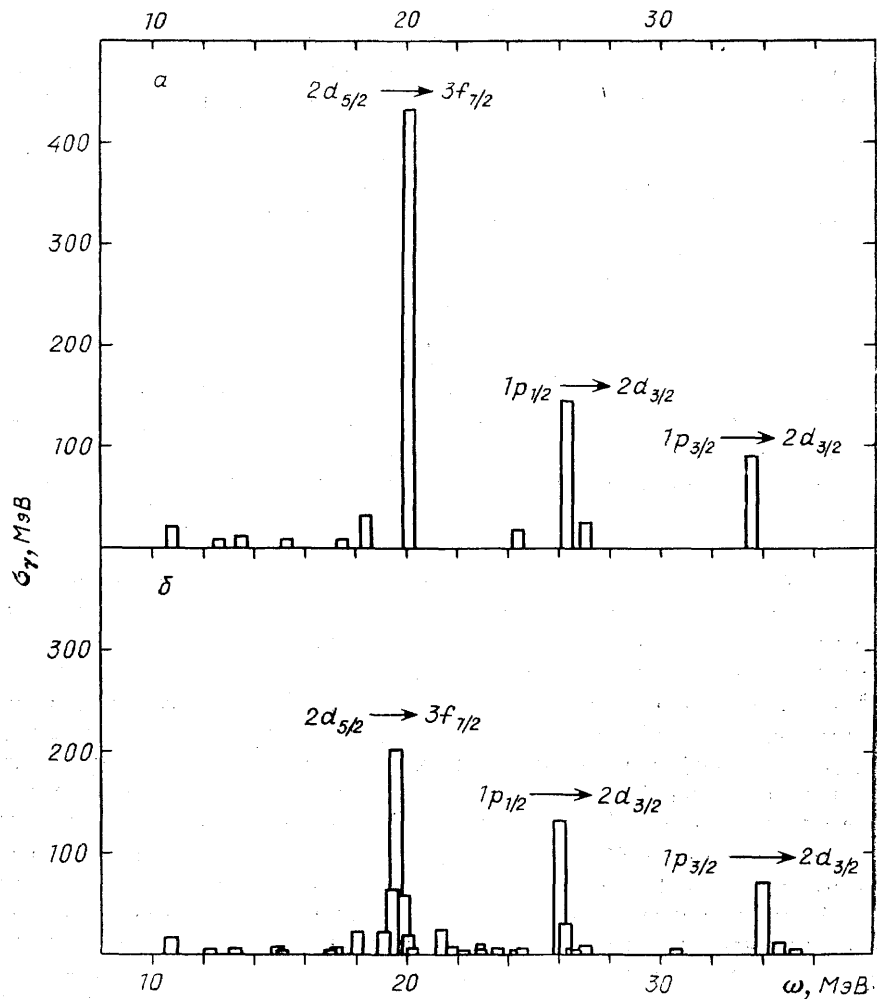


Рис. 6. Рассчитанные сечения поглощения  $\gamma$ -квантов на ядре  $^{32}\text{S}$  [37] в ph- (а) и с учетом более сложных конфигураций (б) приближениях

Обсудим, наконец, роль остаточного взаимодействия. Поскольку переходы  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$  могут лежать в области максимума, сформированного А-переходами, то возможно сильное перемешивание А- и  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$ -переходов. Однако если энергия  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$ -переходов оказывается на несколько МэВ выше А-резонанса, то смешивание будет незначительным. Для примера на рис. 6 приведены результаты расчетов [37] ДГР в ядре  $^{32}\text{S}$  в частично-дырочных и более сложных приближениях. Как видно из рисунка, переходы типа  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$ ,  $1p_{3/2} \rightarrow 2s, 2d$  сохраняют независимость.

Мы видим, таким образом, что формирование ДГР в легких ядрах обусловлено совокупным действием целого ряда факторов, и вся карти-

на структуры ДГР вряд ли поддается количественно точному теоретическому расчету. Поэтому особые актуальность и значение приобретает задача экспериментального подтверждения основных черт изложенной выше полук количественной картины структуры ДГР.

Необходимые экспериментальные данные, подтверждающие основные черты конфигурационного расщепления ДГР в ядрах 2s, 2d-оболочки, были впервые получены и проанализированы фотоядерной группой НИИЯФ МГУ [38—40]. То новое, что было сделано этой группой, сводится к следующему. Во-первых, ею был разработан метод измерения парциальных сечений реакций  $(\gamma, p_i)$  с непрерывным (бетатронным) спектром  $\gamma$ -квантов. (Здесь индекс  $i$  означает состояние конечного ядра; 0 — соответствует основному состоянию, 1 — первому возбужденному и т. д.). Во-вторых, для широкого набора ядер 2s, 2d-оболочки измерены парциальные сечения реакций  $(\gamma, p_i)$  вплоть до энергий возбуждения конечных ядер, равных 13 МэВ (верхняя граница  $E_\gamma^{\max}$  бетатронного спектра была ограничена примерно 30 МэВ). В-третьих, опираясь на данные о реакциях подхвата протона типа  $(n, d)$ ,  $(d, {}^3\text{He})$  и реакциях  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, p_i)$ , было показано, что в значительной степени (50% и более) распад ДГР в легких ядрах происходит через те же конфигурации, которые непосредственно возбуждаются фотонами; иными словами, было выяснено, что полупрямой эффект достигает в легких ядрах 50% и более полного сечения фотопоглощения. В-четвертых, анализируя свои данные о парциальных сечениях и литературные данные о полных фотоядерных сечениях, этой группе удалось разделить А- и В-переходы и не только установить факт конфигурационного расщепления ДГР в ядрах 2s, 2d-оболочки, но и обнаружить ряд его деталей и закономерностей.

**2.3. Экспериментальная методика измерения парциальных фотоядерных сечений при бетатронном спектре  $\gamma$ -квантов.** Суть метода поясняется рис. 7. На пучке тормозного  $\gamma$ -излучения при различных значениях верхней границы  $E_\gamma^{\max}$  его энергетического распределения  $W(\omega, E_\gamma^{\max})$  измеряются спектры фотонуклонов. Каждый такой спектр формируется за счет распадов многих состояний в области гигантского резонанса на различные уровни конечного ядра  $A-1$  и содержит информацию о переходах во все заселяемые состояния. Если спектры фотонуклонов измерены с достаточно малым шагом по  $E_\gamma^{\max}$  (необходим шаг  $\approx 1$  МэВ), то переходы в состояния ядра  $A-1$ , имеющие различную дырочную природу, разделяются. Главное достоинство метода извлечения парциальных сечений из фотонуклонных спектров состоит в возможности получения детальной энергетической зависимости парциальных сечений, что является решающим обстоятельством при обнаружении и изучении явления конфигурационного расщепления дипольного резонанса.

Соотношение, связывающее фотонуклонные спектры  $N(\varepsilon)$  и парциальные фотонуклонные сечения  $\sigma_i(\omega)$  для  $i$ -го состояния конечного ядра, имеет вид

$$N(\varepsilon) = \sum_i \sigma_i(\omega) W(\omega, E_\gamma^{\max}), \quad (36)$$

где  $\varepsilon$  — кинетическая энергия нуклона;  $\omega$ ,  $\varepsilon$  и энергия возбуждения конечного ядра  $E_i$ , в свою очередь связаны соотношением

$$\omega = \frac{A}{A-1} \varepsilon + B + E_i, \quad (37)$$

где  $B$  — энергия отделения нуклона.

Соотношения (36) для разных  $E_{\gamma}^{\max}$  образуют систему линейных уравнений, решая которую находят парциальные сечения  $\sigma_i(\omega)$ .

Эксперимент выполнялся на пучке тормозного излучения бетатрона НИИЯФ МГУ. Блок-схема эксперимента показана на рис. 8. Изучалась фотопротонная реакция, доминирующая для большинства исследуемых ядер. Пучок  $\gamma$ -квантов, образующихся в расположенной внутри камеры бетатрона тормозной мишени, проходил через свинцовый коллиматор толщиной 70 см и попадал в экспериментальный зал, отделенный от ускорительного зала стеной из свинца и бетона толщиной 2 м. Исследуемая мишень и детекторы протонов располагались в вакуумной камере. Были приняты меры для максимального улучшения фоновых условий эксперимента.

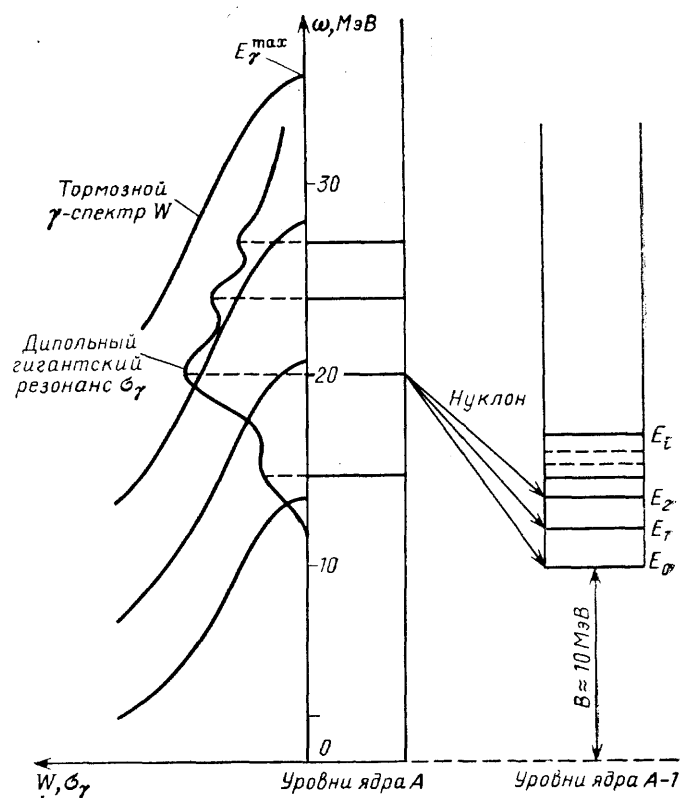


Рис. 7. Принцип эксперимента по определению энергетических зависимостей парциальных фотонуклонных сечений на пучке тормозного излучения

Управление режимом работы ускорителя и аппаратуры регистрации заряженных частиц осуществлялось специально разработанными электронными устройствами. Система стабилизации и изменения энергии электронов в бетатроне включала в себя: блок формирования следящего напряжения, пропорционального мгновенному значению напряженности  $H(t)$  магнитного поля на равновесной орбите, высокостабильный генератор опорного ступенчатого напряжения, схему сравнения этих величин и систему формирования импульса сброса ускоренных электронов на тормозную мишень. Эта система позволяла поддерживать энергию ускоренных электронов, а следовательно, и  $E_{\gamma}^{\max}$  с точностью 15—20 кэВ и автоматически изменять ее по заранее выбранной программе. Для снижения мгновенной загрузки детектора и подавления эффектов много-

кратного наложения фоновых импульсов малой амплитуды (от электронов и позитронов) длительность импульса  $\gamma$ -излучения увеличивалась с 1 до 50 мкс. Обработка и запись информации с детекторов осуществлялась только в течение времени действия импульса  $\gamma$ -излучения. Энергетическая калибровка бетатрона проводилась по порогам и хорошо известным особенностям в кривых выхода фотоядерных реакций. Абсолютная точность определения  $E_{\gamma}^{\max}$  была около 100 кэВ.

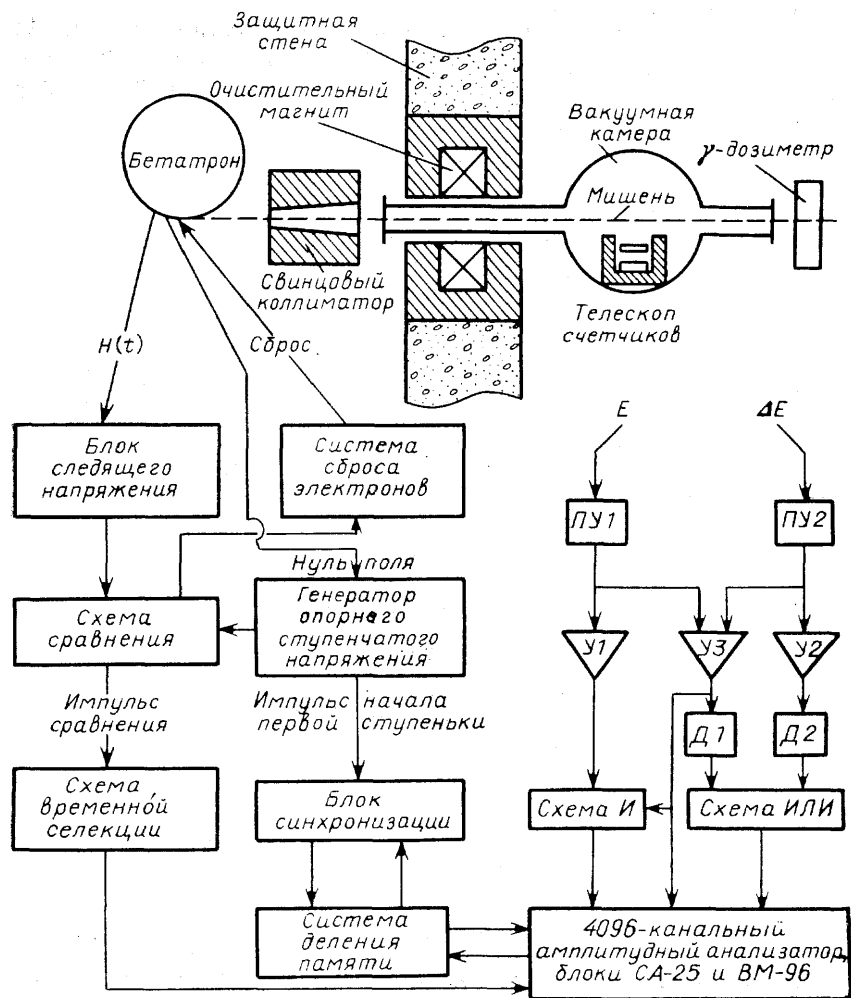


Рис. 8. Схема экспериментальной установки НИИЯФ МГУ для измерения энергетических распределений фотопротонов в условиях быстрого переключения (сканирования) верхней границы спектра тормозного излучения. ПУ—предварительный усилитель, У—усилитель, Д—дискриминатор

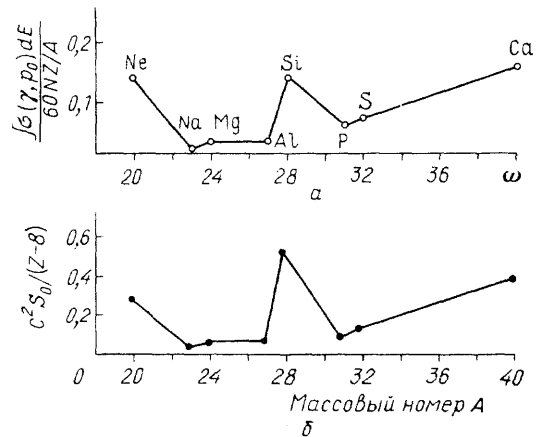
Идентификация и регистрация протонов с определением их энергий осуществлялись телескопом полупроводниковых счетчиков. Использование телескопа позволило решить задачу выделения сигналов протонов из интенсивного фона электронов и позитронов от неядерных процессов и обеспечить регистрацию протонов во всей необходимой области энергий (от 1,5 до 20 МэВ). Энергетическое разрешение спектрометра составляло 100—500 кэВ в области энергий 5—8 МэВ. Нелинейность спектрометрического тракта не превышала 1%. Дрейф энергетической калибровки спектрометра за сутки не превышал 50 кэВ.

Для получения из фотопротонных спектров, измеренных при различных  $E_{\gamma}^{\max}$ , парциальных сечений  $\sigma_i(\omega)$  необходимо было с высокой точностью осуществить нормировку этих спектров. Проблема достижения необходимой точности в относительной нормировке была решена применением принципа автоматического быстрого варьирования (сканирования) верхней энергетической границы  $E_{\gamma}^{\max}$  пучка тормозного излучения. Этот методический прием был впервые реализован в спектрометрических фотоядерных экспериментах. Осуществлялся следующий режим эксперимента:  $E_{\gamma}^{\max}$  менялась в каждом цикле работы ускорителя, т. е. с частотой 50 Гц, последовательно и многократно проходя весь запланированный набор значений синхронно с дискретным изменением анализатора с записью на нем информации об энергетическом распределении фотопротонов. Этот режим работы, с одной стороны, обеспечивал одновременное измерение спектров фотопротонов, отвечающих разным  $E_{\gamma}^{\max}$ , подавляя тем самым влияние долговременной нестабильности параметров спектрометрического тракта на точность результатов, и, с другой — полностью снимал проблему длительного прецизионного контроля дозы  $\gamma$ -излучения, поскольку все фотонуклонные спектры в конце эксперимента оказываются автоматически привязанными к одному и тому же числу актов ускорения электронов.

Примеры высокой эффективности и надежности созданной экспериментальной методики, как и ее более подробное описание, можно найти в работах [41, 42].

**2.4. КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДГР В ЯДРАХ 2s, 2d-ОБОЛОЧКИ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ.** Исходным пунктом конфигурационного анализа в легких ядрах является предположение о том, что большую роль—50% и более—в распадных свойствах ДГР играет полупрямой эффект, т. е. о том, что распад ДГР с большой вероятностью происходит через конфигурации, непосредственно

Рис. 9. Сравнение интегрального сечения реакции  $(\gamma, p_0)$  (а) со спектроскопическими множителями возбуждения основного состояния конечного ядра в реакциях подхвата (б). Интегральное сечение — в единицах  $60 \text{ NZ/A}$  МэВ-мбн (правило сумм без обменного члена). Спектроскопический множитель  $C^2S$  нормирован на относительное число протонов в 2s, 2d-оболочке



возбуждающиеся через поглощение  $\gamma$ -квантов. Подчеркнем, что в тяжелых ядрах это предположение определенно неверно: в тяжелых ядрах распад ДГР происходит практически независимо от его частично-дырочной структуры.

Детальное обсуждение и сопоставление широкой совокупности экспериментальных данных, свидетельствующих о том, что в первом приближении при анализе распадных свойств ДГР можно ограничиться полупрямым фотоэффектом, содержится в обзоре [43]. Поэтому здесь мы ограничимся только иллюстрациями. На рис. 9 для ряда ядер 2s, 2d-обо-

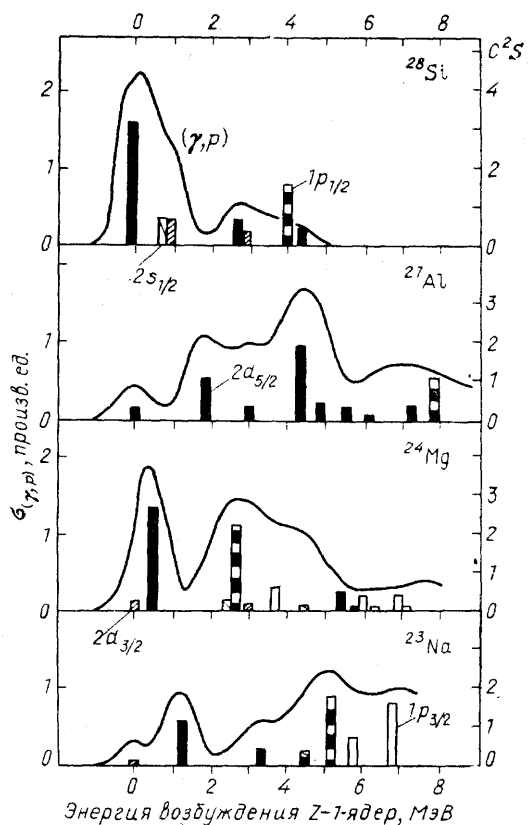


Рис. 10. Сравнение распределения спектроскопической силы  $C^2S$  одночастичных уровней с вероятностями заселения различных уровней конечного ядра в реакции  $(\gamma, p)$ . В правом верхнем углу указаны ядра-мишени

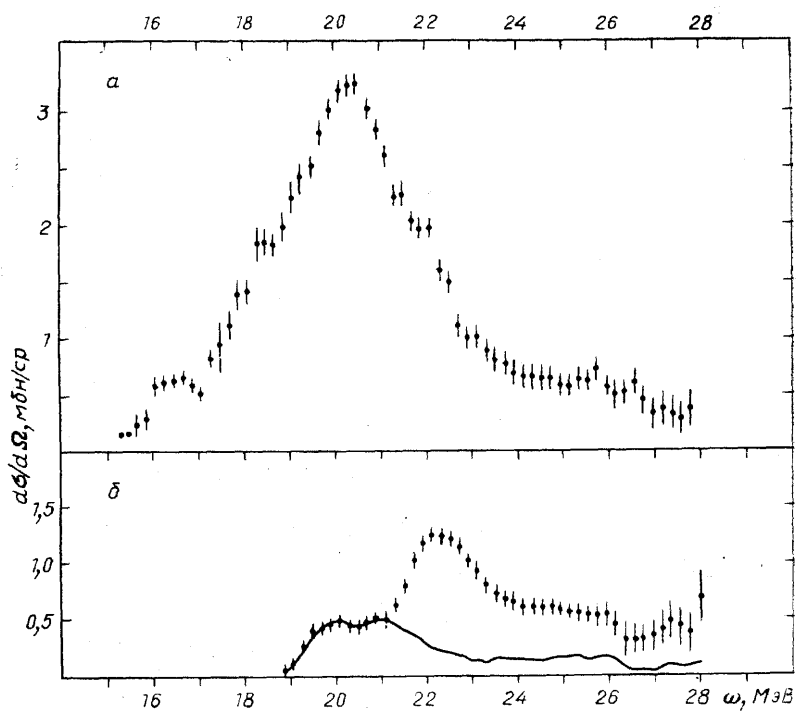


Рис. 11. Сечения А- и В-переходов (соответственно рис. а и б) в ядре  $^{28}\text{Si}$  [44]. Сплошная кривая на рис. б—сечение  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$ -переходов

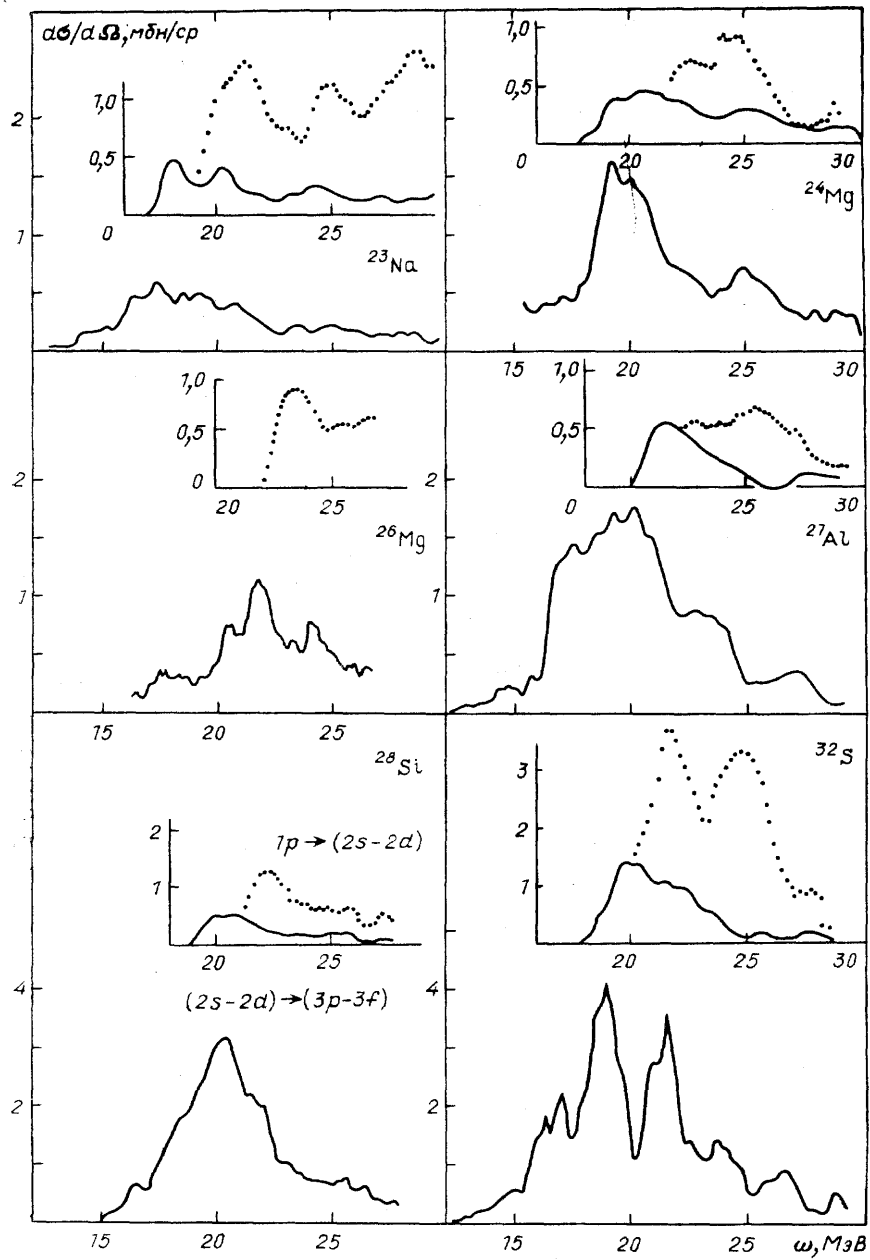


Рис. 12. Разделение полных фотопротонных сечений для ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$  и  $^{32}\text{S}$  на сечения А- и В-переходов [42]. Сечения  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$ - и  $1p \rightarrow 2s, 2d$ -переходов приведены на вставках соответственно сплошными и точечными линиями

лочки приведены данные об интегральном сечении реакции  $(\gamma, p_0)$  (в единицах  $60NZ/A$  МэВ·мбн — значения интегрального полного сечения по правилу сумм без обменного члена) и об экспериментальных спектроскопических множителях<sup>(1)</sup> отделения 2s, 2d-протона из ядра-мишени, полученные из анализа реакций подхвата протона. Как видно из рисунка, имеет место замечательная корреляция этих двух величин, свидетельствующая о том, что реакция  $(\gamma, p_0)$  идет в основном посредством полупрямого механизма, а не статистического. На рис. 10 также

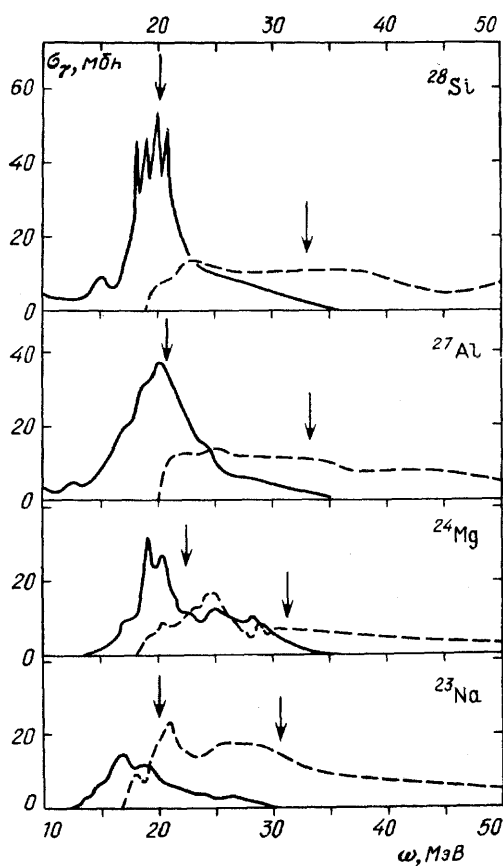


Рис. 13. Сечения фотопоглощения на ядрах  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{23}\text{Na}$  в области энергий до 50 МэВ, разделенные на А (сплошные кривые) и В (штриховые)-переходы [39]

ной четностью и практически исчерпывают всю 2s, 2d-генеалогия ядра  $^{28}\text{Si}$ . Поэтому полное сечение возбуждения этих уровней с хорошей точностью должно давать сечение А-переходов. Уровень с энергией 4,05 МэВ, содержащийся в предпоследней группе, почти нацело исчерпывает  $1p_{1/2}$ -генеалогия ядра  $^{28}\text{Si}$ . Поэтому вероятность возбуждения этого уровня определяется сечением  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$ -переходов. Наконец, среди уровней последней группы имеется лишь один уровень, 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  $1p_{3/2} \rightarrow 2s, 2d$ -переходов. Результат такого анализа показан на рис. 11. Если использовать литера-

для ряда ядер 2s, 2d-оболочки проведено сравнение вероятностей заселения различных состояний конечного ядра в реакции  $(\gamma, p)$  со спектроскопическими множителями отделения протона из ядра-мишени. Корреляция, существующая между этими величинами, также с несомненностью указывает на важную роль полупрямого механизма в распадах ДГР. Количественные оценки вклада полупрямого процесса для ядра  $^{19}\text{F}$  приведена в работе [45]. Согласно этим оценкам, его вклад в сечение  $(\gamma, p)$ -реакции может достигать 84%.

Основные этапы конфигурационного анализа структуры ДГР мы рассмотрим на примере реакции  $(\gamma, p)$  на ядре  $^{28}\text{Si}$ . Для этого ядра были измерены [44] 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 состояла не более чем из двух уровней, хорошо изученных помощью реакций подхвата протона. Уровни, входящие в первые четыре группы, обладают положитель-



Таблица I. Центры тяжести  $\bar{E}$  сечений для переходов  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$  и  $2s, 2d \rightarrow 3p, 3f$  и их разности  $\Delta\bar{E}$  (оценки для  $\omega \leq 30$  МэВ).

Ядро	$2s, 2d \rightarrow 3p, 3f$ $\bar{E}$ , МэВ	$1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$ $\bar{E}$ , МэВ	$\Delta\bar{E}$ , МэВ
$^{23}\text{Na}$	20,1	22,0	1,9
$^{24}\text{Mg}$	21,6	22,8	1,2
$^{25}\text{Mg}$	21,3	22,7	1,4
$^{26}\text{Mg}$	22,1	23—24	1—2
$^{27}\text{Al}$	20,4	23,2	2,8
$^{28}\text{Si}$	20,9	22,2	1,3
$^{31}\text{P}$	21—22	25	3—4
$^{32}\text{S}$	20,4	21,9	1,5
$^{40}\text{Ca}$	20—21	25	4—5

турные данные о полном фотоядерном сечении на ядре  $^{28}\text{Si}$  и истолковать разность этого сечения и сечения возбуждения уровней, исчерпывающих  $2s, 2d$ -генеалогия ядра  $^{28}\text{Si}$ , как сечение Б-переходов, то мы получим картину, изображенную на рис. 13, а. Такой же анализ был проведен для целого ряда других ядер  $2s, 2d$ -оболочки. Результат этого анализа показан на рис. 12 и 13.

Обсудим теперь основные черты конфигурационного расщепления ДГР в ядрах  $2s, 2d$ -оболочки. Пожалуй, самым важным выводом из рис. 12 и 13 является то, что переходы  $2s, 2d \rightarrow 3p, 3f$  и  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$  вымирают к  $\omega = 30$  МэВ, а интенсивность переходов  $1p_{3/2} \rightarrow 2s, d$ , напротив, имеет полную силу при 30 МэВ. Естественно поэтому считать, что «хвост» ДГР обусловлен именно этими переходами. Задачей первостепенной важности является экспериментальное подтверждение этого очень важного утверждения (верхняя граница бетатронного спектра и НИИЯФ МГУ не превышала 30 МэВ).

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

$$\bar{E} = \int_{E_{\text{пор}}}^{30} \sigma(\omega) \omega d\omega \left( \int_{E_{\text{пор}}}^{30} \sigma(\omega) d\omega \right)^{-1}, \quad (38)$$

отличаются примерно на 2 МэВ (табл. I). Этот факт можно истолковать как указание на «несмешиваемость» А- и  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$ -переходов, т. е. на то, что даже из А- и  $1p_{1/2} \rightarrow 2s, 2d$ -переходов не формируется единого дипольного состояния.

Особые свойства  $1p_{3/2} \rightarrow 2s, 2d$ -переходов — нарастающая фрагментация  $1p_{3/2}$ -дырки — являются единственной основой, как нам кажется, понимания необычно растянутого ДГР в ядре  $^{23}\text{Na}$  (см. рис. 12, 13). Наконец, на рис. 14 приведены найденные из опыта вероятности А-переходов для ряда ядер  $2s, 2d$ -оболочки.

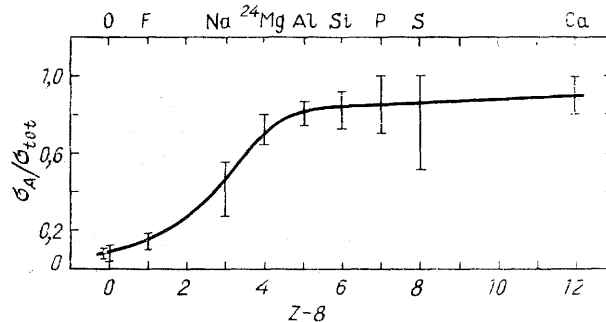


Рис. 14. Доля  $(\sigma_A/\sigma_t)$  сечения А-переходов от полного сечения поглощения  $\gamma$ -квантов в ядрах  $2s, 2d$ -оболочки; Z—заряд ядра

До сих пор мы опирались на данные работ [38—40] фотоядерной группы НИИЯФ МГУ. За последние годы конфигурационное расщепление в ядрах 2s, 2d-оболочки исследовалось и другими фотоядерными группами. Здесь мы ограничимся кратким обсуждением результатов прекрасной работы [45], посвященной реакции  $(\gamma, p_i)$  на ядре  $^{19}\text{F}$ . Авторам этой работы удалось измерить сечения реакций  $(\gamma, p_i)$  на  $^{19}\text{F}$  для

семи групп уровней конечного ядра  $^{18}\text{O}$ . Опираясь на спектроскопические данные о реакции протонного подхвата, авторам этой работы, так же как и ранее группе НИИЯФ МГУ, удалось разделить А- и В-переходы. На рис. 15 приведены измеренные ими сечения реакций  $(\gamma, p_i)$ , а в табл. II — характеристики и спектроскопические факторы возбуждаемых групп уровней конечного ядра  $^{18}\text{O}$ . Найденное авторами в результате общего анализа сечение поглощения  $\gamma$ -квантов ядром  $^{19}\text{F}$  приведено на рис. 16. Как видно из рис. 16, 15 и табл. II, в сечении поглощения четко проявляются два перекрывающихся максимума — один в области 20 МэВ, другой — в области 25 МэВ. При этом к  $\omega = 25$  МэВ интенсивность А-переходов практически вымирает. Таким образом, второй максимум должен быть интерпретирован как обусловленный В-переходами, т.е.  $1p \rightarrow 2s, 2d$ -переходами. Следовательно, конфигурационное расщепление, т.е. сдвиг энергий  $2s, 2d \rightarrow 3p, 3f$ - и  $1p \rightarrow 2s, 2d$ -переходов, составляет 5 МэВ.

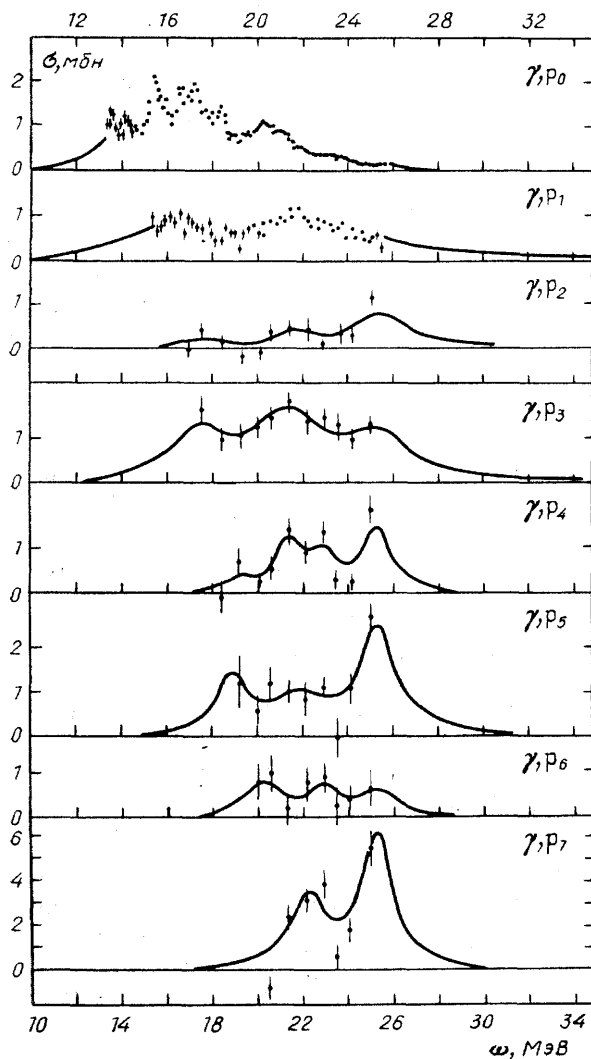


Рис. 15. Парциальные сечения реакций  $(\gamma, p_i)$  на ядре  $^{19}\text{F}$  [45]. Сплошные линии проведены для удобства визуального восприятия информации

В заключение этого раздела обсудим не сколько вопросов, представляющих главным образом исторический интерес. Концепция конфигурационного расщепления в ядрах 2s, 2d-оболочки была выдвинута еще в 1964 г. [20]. С тех пор постоянно накапливались ко свенные данные о конфигурационном расщеплении.

К ним относились:

а) заметно большая величина области поглощения  $\gamma$ -квантов в ядре  $^{24}\text{Mg}$  по сравнению с теоретическими расчетами, основанными на обобщенной модели [46];

Таблица II. Интегральные сечения реакций  $^{19}\text{F}(\gamma, p_i)^{18}\text{O}$  и характеристики

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

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

б) двугорбый характер кривой сечения упругого рассеяния  $\gamma$ -квантов на ядрах  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$  [24]. Для примера на рис. 17 приведена экспериментальная кривая упругого рассеяния  $\gamma$ -квантов на ядре  $^{32}\text{S}$  совместно с результатами расчетов [37]. Существенная подавленность нуклонного канала в В-переходах (из-за уменьшения энергии нукло-

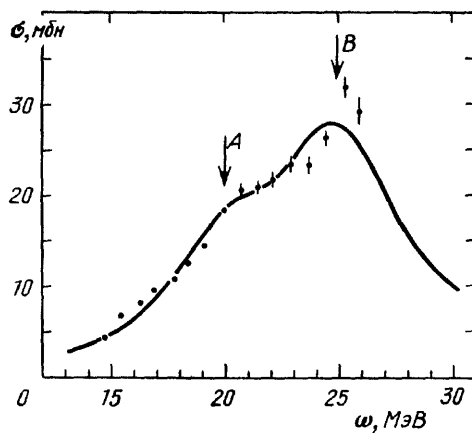


Рис. 16. Полное сечение поглощения  $\gamma$ -квантов на ядре  $^{19}\text{F}$  [45]. Сплошная линия — сумма лоренцианов, отвечающих переходам А и В

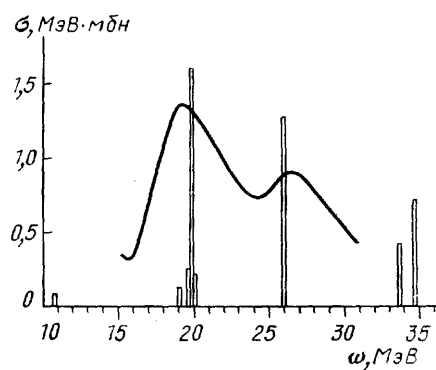


Рис. 17. Рассчитанное (столбики) и измеренное сечения реакции  $(\gamma, \gamma_0)$  на ядре  $^{32}\text{S}$  [37]

в) обнаружение в реакциях  $(\gamma, n)$  [24] на ядрах  $^{19}\text{F}$ ,  $^{20}\text{N}$ ,  $^{23}\text{Na}$  двух зон поглощения, одна из которых ( $\omega = 22-26$ ) является аналогом ДГР в ядре  $^{16}\text{O}$ . При этом величина сечения поглощения в высокоэнергичной зоне уменьшается с ростом  $A$ , а низкоэнергетической ( $\omega = 18-21$  МэВ) растет. Авторы этих работ высказали гипотезу о том, что левый максимум возникает за счет А-переходов, правый — за счет В-переходов. Поучительно отметить, что в доминирующих в течение многих лет экспериментах типа  $(\gamma, p_0 + p_i)$  правая часть ДГР в легких ядрах, появ-

ляющаяся за счет В-переходов, вообще оказывалась невидимой. Это связано с одним из важнейших аспектов конфигурационного расщепления — отсутствием полной коллективизации  $ph$ -конфигураций. И только в работах [38—40] конца 70-х годов начала 80-х годов (см. также [45]) была осознана необходимость измерения сечений каналов  $(\gamma, p_i)$  с достаточно высоким возбуждением конечных ядер и было однозначно доказано существование конфигурационного расщепления.

**2.5. Глубокие дырки и структура ДГР в ядрах 1р-оболочки.** Рассмотрим теперь те черты конфигурационного расщепления ДГР в ядрах 1р-оболочки, которые обусловлены существованием глубокой дырки. В этих ядрах экспериментальное разделение А- и В-переходов пока, еще не проведено. Поэтому наш анализ роли глубокой 0s-дырки мы основывали на теоретических расчетах [47] ДГР в этих ядрах, выполненных методом BSM ( $1\hbar\omega$ ). На рис. 18 показаны рассчитанные полные сечения ДГР на ядрах  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{13-15}\text{C}$ ,  ${}^{14,15}\text{N}$ . Линия, пересекающая рисунок, разделяет А- и В-переходы: справа от линии — поглощение, обусловлено В-переходами.

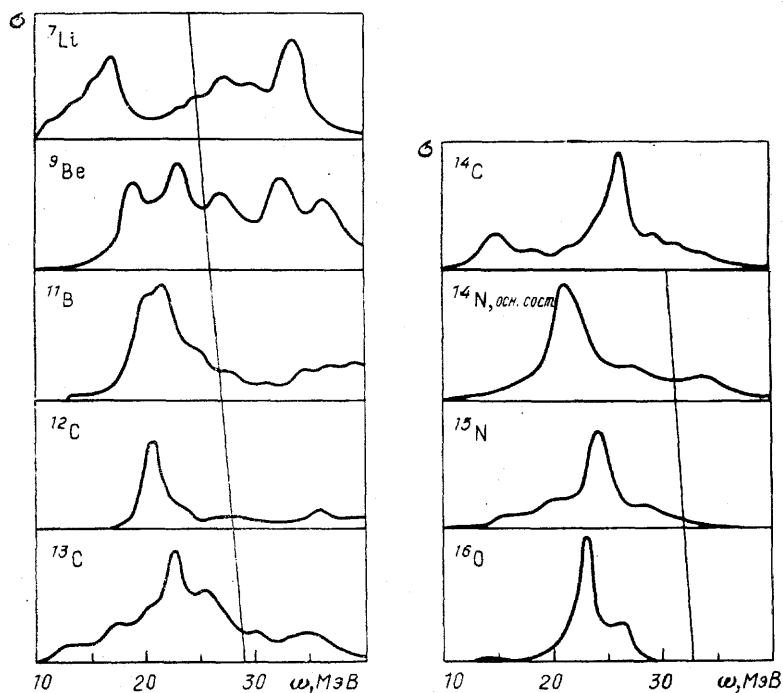


Рис. 18. Рассчитанные сечения поглощения  $\gamma$ -квантов в ядрах 1р-оболочки [47]. Полученные в расчетах столбики «уширены» по формуле Брейта – Вигнера с шириной  $\Gamma=2$  МэВ. Сплошная секущая линия разделяет переходы А (слева) и В (справа)

Анализируя этот рисунок, прежде всего отметим, что переходы А и В в ядрах 1р-оболочки смешиваются незначительно, и единого дипольного состояния не образуется. Структура А-ветви ДГР в сильнейшей степени зависит от супермультиплетности расщепления и будет рассмотрена в следующем разделе. Переходы типа В, как и следовало ожидать, наиболее важную роль играют в ядрах, у которых 1р-оболочка только начинает заселяться, т. е. в ядрах  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$ . Расчет методом BSM( $1\hbar\omega$ ) качественно верно схватывает основную особенность ДГР в этих ядрах—его сильную растянутость (рис. 19). Например, в  ${}^9\text{Be}$

ДГР простирается до 50 МэВ. Однако количественно ДГР в этих ядрах воспроизводится не очень хорошо. Наиболее вероятно, что этот недостаток теории связан с неадекватной трактовкой в [47] фрагментации 0s-дырки. Интенсивности переходов типа А и В сравниваются в ядре  ${}^9\text{Be}$ , и в более тяжелых ядрах В-переходы играют подчиненную роль некой экзотики, формируя 30-МэВную и более высокую по энергии область ДГР.

В заключение коротко обсудим вопрос о глубоких дырках в более тяжелых ядрах, конкретнее в ядрах Зр, 3f-оболочки. Оценки величины  $\varepsilon$  из формулы (34) для ядер Зр, 3f-оболочки дают [48]

$$\varepsilon_{2s,2d} \approx 0,6 - 0,8 \text{ МэВ.} \quad (35')$$

Поэтому в ядрах Зр3f-оболочки с  $N-20 \approx 10$  или  $Z-20 \approx 10$  можно ожидать заметного уширения ДГР. Этот вопрос, однако, пока еще не совсем ясен.

### 3. ДГР и супермультиплетная структура ядер 1p-оболочки.

**3.1. СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНАЯ СИММЕТРИЯ.** 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 [49], неприводимые представления и, следовательно, мультиплеты группы  $SU_4$  в общем случае задаются схемами Юнга  $[f] = (f_1, f_2, f_3, f_4)$  с  $f_1 \geq f_2 \geq f_3 \geq f_4$  и  $\sum f_i = A$ , 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  $[f] = [f_1, f_2, \dots, f_n]$  с  $f_1 \geq f_2 \geq \dots \geq f_n$ ,  $f_i \leq 4$  и  $\sum f_i = A$ . 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

$$\hat{V}_{12} = -V(r) \hat{P}_{12}^x, \quad (39)$$

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 сначала, что энергии уровней можно оценивать в «диагональном» по конфигурации приближении, т. е. как средние значения гамильтониана (24) по фиксированным оболочечным конфигураци-

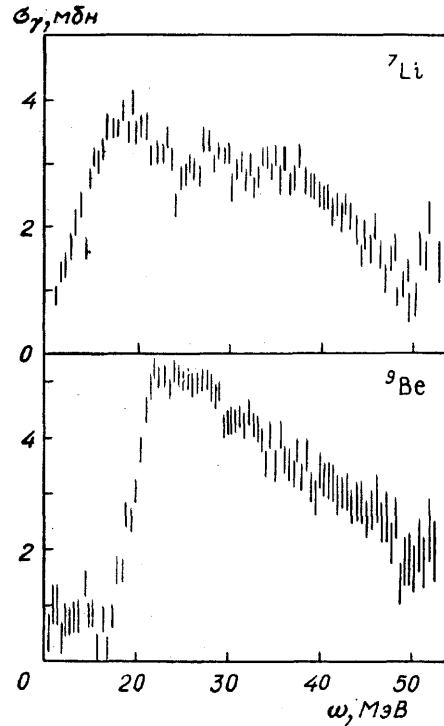


Рис. 19. Измеренные сечения поглощения  $\gamma$ -квантов на ядрах  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  [62]

ям. Обозначив через  $\bar{V}$  среднюю интенсивность парного взаимодействия в заданной конфигурации, получим для оператора  $M$  полного майорановского взаимодействия

$$\hat{M} = -\bar{V} \sum_{i < j} \hat{P}_{ij}^x. \quad (40)$$

Легко видеть, что оператор  $\sum_{i < j} \hat{P}_{ij}^x$  является инвариантом группы перестановок пространственных координат нуклонов (точнее, оператором Казимира этой группы). Собственные значения этого оператора для представления (супермультиплета)  $[f]$  даются формулой

$$\langle [f] | \sum_{i < j} \hat{P}_{ij}^x | [f] \rangle = \frac{1}{2} [f_1(f_1 - 1) + f_2(f_2 - 3) + \dots]. \quad (41)$$

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  ${}^6\text{Li}$  уровни со схемой Юнга [42] и конфигурацией  $0s^4 1p^2$ , а в  ${}^7\text{Li}$  со схемой [43] и конфигурацией  $0s^4 1p^3$  находятся, как показывают оболочечные расчеты [50], 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 10—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» [20]. Проиллюстрируем существование этого эффекта на примере ядер  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$ . Основное состояние этих ядер принадлежит схемам Юнга [44] и [444]. Изоспин этих состояний должен равняться нулю (все нуклоны счетверены). Состояния, возникающие при разрушении четверок, т. е. состояния со схемами Юнга [431] и [4431], могут иметь изоспин  $T = 1$  и, как показывает спектроскопия, находятся при энергиях  $E \geq 15$ —16 МэВ. Эта цифра 15—16 МэВ является характерной энергией счетверения во всех ядрах  $1p$ -оболочки.

**3.2.** Эффекты супермультиплетной симметрии в ДГР. Проследим теперь, как проявляются эффекты супермультиплетного расщепления в ДГР. Начнем снова с легчайших ядер  $1p$ -оболочки— ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ . В этих ядрах ДГР формируется следующими конфигурациями:

$$\begin{aligned} {}^6\text{Li}: & \quad 0s^4 1p(2s, 2d) [411], \\ & \quad 0s^3 1p^3 [33], \\ & \quad 0s^3 1p^3 [321], \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} {}^7\text{Li}: & \quad 0s^4 1p^2(2s, 2d) [43], [421], \\ & \quad 0s^3 1p^4 [43], \\ & \quad 0s^3 1p^4 [331]. \end{aligned} \quad (43)$$

Согласно сказанному в п. 3.1, энергии конфигураций  $0s^3 1p^3 [33]$  в  ${}^6\text{Li}$  и  $0s^3 1p^4 [331]$  в  ${}^7\text{Li}$  должны быть значительно ( $\approx 10$  МэВ)<sup>(2)</sup> больше энергий конфигураций  $0s^4 1p(2s, 2d) [411]$ ,  $0s^4 1p^2(2s, 2d) [43]$ , [421] и  $0s^3 1p^4 [43]$ . Некоторый дополнительный разброс в энергиях конфигураций для  ${}^6\text{Li}$  связан с тем, что работают две схемы Юнга— [321], [33]. В результате следует ожидать, что в изотопах  $\text{Li}$  поглощение  $\gamma$ -квантов,

Т а б л и ц а    И I I

Область энергий, МэВ	Схемы Юнга возбужденных конфигураций
10—15	[411], [43]
15—20	[33], [421]
25—35	[321], [331]

должно быть сконцентрировано в областях энергий, приведенных в табл. III.

Поскольку распадные свойства ДГР в легких ядрах определяются в значительной степени непосредственно возбуждаемыми  $\gamma$ -квантами конфигурациями, то правила перемножения схем Юнга [49] диктуют предпочтительные типы распадов ДГР в изотопах лития:

$$\begin{aligned}
 0s^4 1p(2s, 2d) [411] &\rightarrow \alpha + p + n, \\
 0s^3 1p^2 [33] &\rightarrow t + {}^3\text{He}, \\
 0s^3 1p^2 [321] &\rightarrow \begin{cases} t + d + p, \\ {}^3\text{He} + d + n, \end{cases} \\
 0s^3 1p^4, 0s^4 1p^2(2s, 2d) [43] &\rightarrow \alpha + t, \\
 0s^4 1p^2(2s, 2d) [421] &\rightarrow \begin{cases} {}^5\text{He} + d \rightarrow \alpha + d + n, \\ {}^6\text{Li}^* [42] + n \rightarrow \begin{cases} {}^6\text{Li} + n + \gamma, \\ \alpha + d + n, \end{cases} \end{cases} \\
 0s^3 1p^4 [331] &\rightarrow \begin{cases} t + t + p, \\ t + {}^3\text{He} + n. \end{cases}
 \end{aligned} \tag{44}$$

Для большей наглядности типы распада ядра  ${}^6\text{Li}$  изображены на рис.20. Наиболее ярким свойством ДГР у ядер  ${}^{6,7}\text{Li}$  должна быть большая вероятность распада по каналам  $\alpha$ -t,  ${}^3\text{He}$ -t и «звездным», т.е. многочастичным каналам соответственно разных частей полосы дипольного поглощения. Анализ экспериментальных данных (детали см. в [43]) в целом подтверждает изложенную теорию, однако количественное согласие теории с экспериментом достигается не всегда. Потребуется, очевидно, еще большая и экспериментальная, и теоретическая работа, чтобы на количественном уровне понять детали фоторасщепления изотопов Li. В частности, возможны определенные отступления от оболочечных факторов в сторону  $\alpha$ -частичного механизма поглощения  $\gamma$ -квантов [51].

Хорошим тестом рассматриваемой теории может служить фоторасщепление 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, состояния со схемами Юнга [441] и [432],

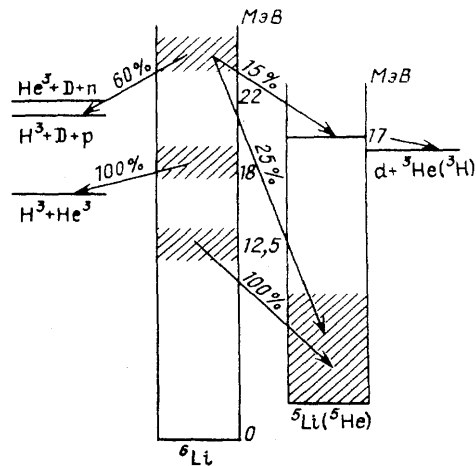


Рис. 20. Схема возбуждения и распада ядра  ${}^6\text{Li}$   $\gamma$ -квантами, предсказываемая теорией в «диагональном» приближении

[4311] разделены энергетическим интервалом, равным примерно 15–16 МэВ (эффект счетверения). 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  $(\gamma, n)$  (рис. 21). 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  ${}^9\text{Be}$  на низколежащие состояния  ${}^8\text{Be}$  запрещены правилами отбора по схемам Юнга: из схемы 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.

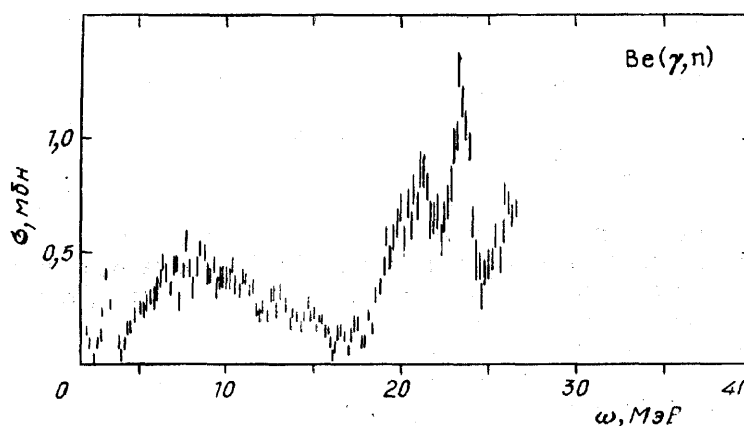


Рис. 21. Измеренное Хьюджесом и др. [47] сечение реакции  ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$

Очень близким по своим супермультиплетным свойствам к рассмотренному ядру  ${}^9\text{Be}$  стоит ядро  ${}^{13}\text{C}$ . Все, что было сказано относительно  ${}^9\text{Be}$ , справедливо и относительно этого ядра. Единственное, что нужно изменить формально,—это произвести замену в схемах Юнга [441] → [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 нечетверенные нуклоны (подробности см. в [43]). 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 образуются единый широкий максимум поглощения.

До сих пор мы пренебрегали остаточным взаимодействием и рассматривали супермультиплетные свойства ДГР в диагональном приближении. Остаточное по отношению к этому диагональному приближению взаимодействие, естественно, в определенной степени разрушит супермультиплетную структуру ядерных состояний. Однако многочисленные



расчеты ДГР в ядрах 1p-оболочки в BSM ( $1\hbar\omega$ )-приближении показали, что супермультиплетная gross-структура ДГР тем не менее сохраняется. В табл. IV приведены веса доминирующих компонент волновых функций основных состояний ядер 1p-оболочки. Как видно из этой таблицы, для основных состояний ядер 1p-оболочки с разумной точностью можно говорить о проявлении супермультиплетной структуры. Супермультиплетный состав возбужденных состояний, формирующих ДГР, специально не изучался. Однако имеются косвенные данные, не оставляющие

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

Ядро	Основная компонента $[f]^{2T+1} 2S+1 L_J$	Вес, %	Ядро	Основная компонента $[f]^{2T+1} 2S+1 L_J$	Вес, %
${}^7\text{Li}$	$[3]^{22}\text{P}_{3/2}$	97	${}^{12}\text{C}$	$[44]^{11}\text{S}_0$	71
${}^8\text{Be}$	$[4]^{11}\text{S}_0$	97	${}^{13}\text{C}$	$[441]^{22}\text{P}_{1/2}$	64
${}^9\text{Be}$	$[41]^{22}\text{P}_{3/2}$	81	${}^{14}\text{N}$	$[442]^{13}\text{D}_1$	90
${}^{10}\text{B}$	$[42]^{13}\text{D}_3$	64	${}^{14}\text{C}$	$[442]^{31}\text{S}_0$	56
${}^{11}\text{B}$	$[43]^{22}\text{P}_{3/2}$	41		$[433]^{33}\text{P}_0$	44
	$[43]^{22}\text{D}_{3/2}$	32	${}^{15}\text{N}$	$[443]^{22}\text{P}_{1/2}$	100

сомнений в супермультиплетной gross-структуре ДГР в ядрах 1p-оболочки. Мы ограничимся здесь только одним аргументом, основанным на сравнении ДГР в ядрах  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$ . В ядре  ${}^7\text{Li}$  максимум, расположенный в области 15 МэВ, обусловлен  $1p \rightarrow 2d$ -переходами. В ядре  ${}^9\text{Be}$ , однако, максимум, связанный с  $1p \rightarrow 2d$ -переходами, оказывается расположенным в области 20—25 МэВ. Наиболее естественное объяснение этого феномена сводится к следующему. В ядре  ${}^9\text{Be}$  в 1p-оболочке имеются (в отличие от  ${}^7\text{Li}$ ) счетверенные нуклоны. Главный максимум  $1p \rightarrow 2d$ -переходов связан с разрушением «четверки» и, следовательно, оказывается сильно смещенным вверх по энергии.

В заключение отметим, что в ядрах 2s, 2d-оболочки супермультиплетные эффекты ДГР существенно уменьшаются, и их нельзя уже четко выделить независимо от диагонализации гамильтониана (24). Это связано как с увеличением роли спин-орбитального взаимодействия, так и с уменьшением интенсивности монопольной части сил Майораны.

**4. Универсальность явления конфигурационного расщепления.** 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-изостатического дипольного поля. Дипольное и спин-дипольное внешние поля эффективно возникают в процессах

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z-1), \quad (45)$$

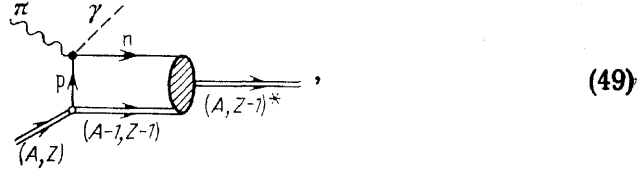
$$\pi^- + (A, Z) \rightarrow \gamma + (A, Z-1), \quad (46)$$

$$\gamma + (A, Z) \rightarrow \pi^+ + (A, Z-1), \quad (47)$$

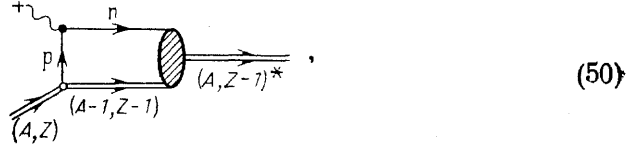
$$n + (A, Z) \rightarrow p + (A, Z-1) \text{ и т. д.}, \quad (48)$$

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. Отсылая заинтересовавшегося читателя к монографиям и обзорам [52—58], мы ограничимся здесь качественным рассмотрением этих реакций и примерами.

Оказывается, что в первом приближении реакции (45)—(48) можно описывать в импульсном приближении, т. е. с помощью (например, реакцию (46)) диаграммы



где  $(A, Z-1)^*$  — возбужденное ядро  $(A, Z-1)$ , а  $p, n$  — протон и нейтрон. Амплитуда процесса (49), естественно, зависит от элементарной амплитуды реакции  $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$ . Однако в конечном счете нахождение амплитуды (49) сводится к расчету амплитуды процесса:



где волнистой линией с крестиком обозначено внешнее поле.

Дипольное и спин-дипольное внешние поля, создаваемые в процессах (45)—(48), имеют следующую тензорную структуру:

$$\sum_k f_1(q, r_k) Y_{1m}(\mathbf{n}_k) \tau_{\pm}, \quad (51)$$

$$\sum_k f_2(q, r_k) \{Y_1 \otimes \sigma\}_{JM} \tau_{\pm}, \quad (52)$$

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

Поля (51) и (52) возбуждают ядра по-разному. В поле (51), так же как и в поле дипольного фотона, наиболее интенсивными являются переходы без переворачивания спина, т. е. переходы типа

$$j_i = l + \frac{1}{2} \rightarrow j_f = l + \frac{1}{2} + 1, \quad (53)$$

где  $j_{i,f}$  — полные одночастичные моменты в начале и в конце. Поле (52) наиболее интенсивными делает переходы с переворачиванием спина, т. е. переходы

$$j_i = l - \frac{1}{2} \rightarrow j_f = l + 1 + \frac{1}{2},$$

$$j_i = l + \frac{1}{2} \rightarrow j_f = l + 1 - \frac{1}{2} \quad (54)$$

(например,  $1p_{1/2} \rightarrow 2d_{5/2}, 1p_{3/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ ). Соответственно поле (51) возбуждает состояния ДГР (правда, при другом, чем у фотона, переданном импульсе), а поле (52) возбуждает состояния спин-дипольного гигантского резонанса.

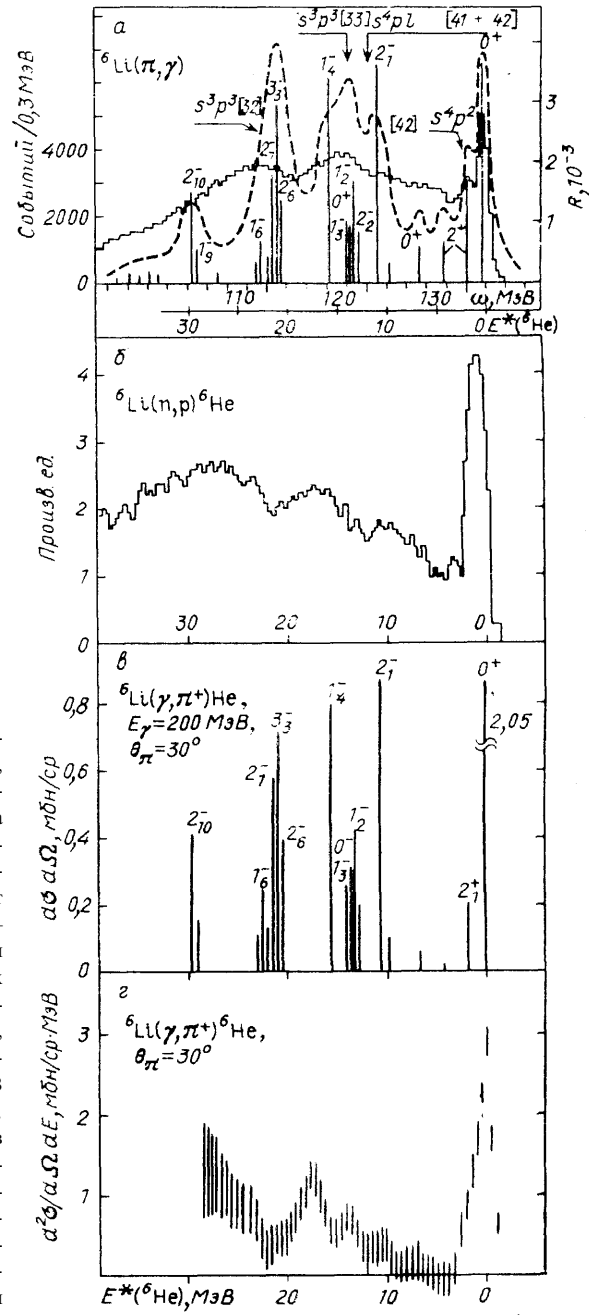


Рис. 22. Структура гигантского резонанса в ядре  ${}^6\text{Li}$ , возбуждаемого в результате: радиационного захвата пионов (гистограмма — эксперимент [54, 59], вертикальные линии — результат расчета, штриховая линия — результат расчета с учетом размытия индивидуальных пиков по интервалу с шириной  $\Delta E = 2$  МэВ [54, 60, 61]) (а), перезарядки нейтронов с энергией 60 МэВ (эксперимент [51, 56]) (б), фоторождения  $\pi^+$ -мезонов (теория [58]); вертикальные линии — дифференциальное сечение индивидуальных резонансов, проинтегрированных по своей ширине (в) и фоторождения  $\pi^+$ -мезонов (эксперимент [57, 64]) (г)

Перейдем теперь к рассмотрению примеров проявления конфигурационного расщепления в спектрах возбуждения ядер в реакциях (45)–(48). На рис. 22 показан спектр возбуждения ядра  ${}^6\text{Li}$  в реакциях (46)–(48), в которых преобладает спин-изоспиновая ветвь возбуждения. Поскольку пока нет экспериментальных данных по сечению полного фотопоглощения, то не удастся непосредственно сравнить чисто дипольный и спин-дипольный спектры возбуждения. На рис. 22 приведены результаты измерения [54, 59] (гистограмма) и расчетов в BSM ( $1\hbar\omega$ ) подходе [54, 60, 61] радиационного захвата пионов с мезоатомных орбит. Теория связывает возникновение первого (низкоэнергетического) пика с переходами нуклона внутри внешней незаполненной  $1p$ -оболочки, приводящими к конечным состояниям со схемой Юнга [42]. Следующий максимум теории связывает с переходами нуклона внешней  $1p$ -оболочки

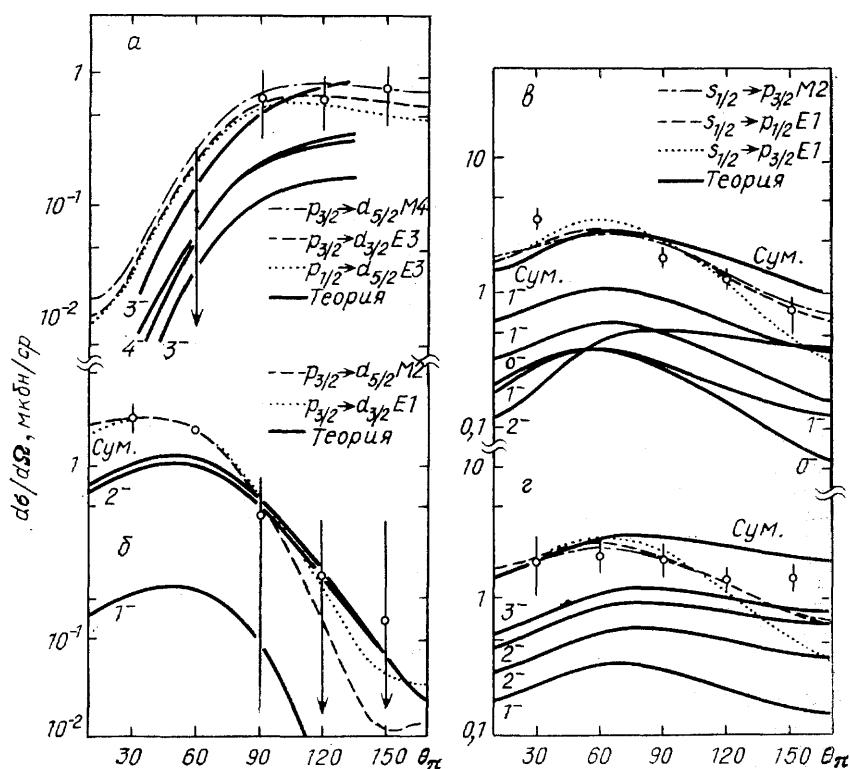


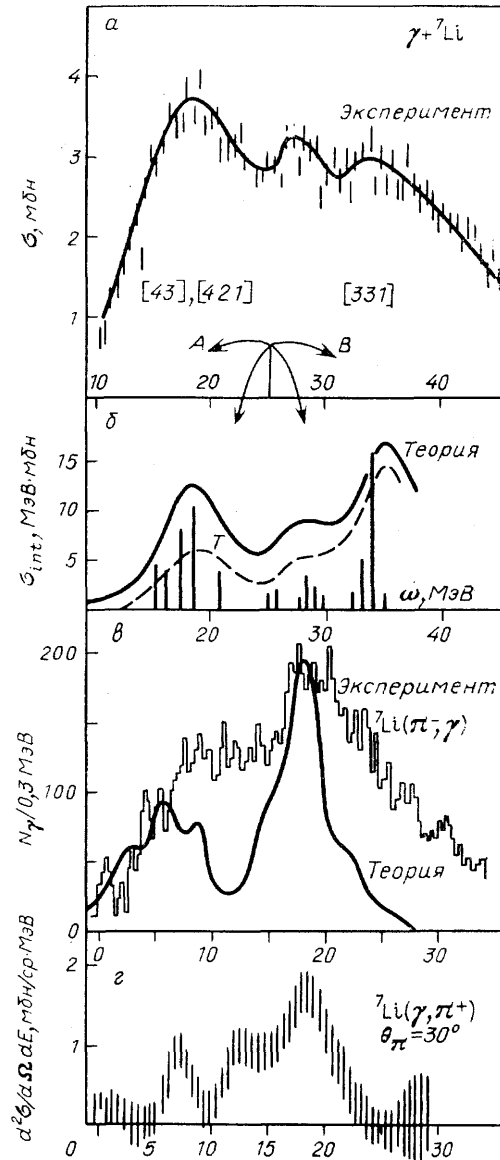
Рис. 23. Угловое распределение фотопионов на ядре  ${}^6\text{Li}$  в четырех энергетических областях возбуждения ядерной системы [58]:  $E^*(\text{МэВ})=12$  (а), 13,6 (б), 17,7 (в) и 24 (г). Сплошные кривые—расчет в BSM ( $1\hbar\omega$ ) варианте модели оболочек [58], остальные кривые—расчет в одночастичной схеме [57]. Экспериментальные данные—из работы [64], рисунок взят из работы [64]

в соседнюю незаполненную и частично из заполненной  $0s$ -оболочки в незаполненную  $1p$ -оболочку, но с образованием ядерной системы в состояниях со схемой Юнга [33]. И наконец, третий пик полностью обусловлен переходами нуклона из глубокой  $0s$ -оболочки, в результате которых ядерная система образуется в состояниях со схемой Юнга [32].

Реакция перезарядки ( $n, p$ ) при кинетической энергии налетающего нейтрона, равной 60 МэВ, приводит к аналогичному спектру возбуждения (см. рис. 22). Большее, чем в реакции  $(\pi^-, \gamma)$ , сечение в области высокоэнергетического максимума обусловлено вкладом чисто дипольных возбуждений, присутствующих в  $(n, p)$ -реакции при использованных в эксперименте энергиях.

Выполненные недавно измерения [57] спектра возбуждения ядерной системы в результате фоторождения  $\pi^+$ -мезонов на ядре  ${}^6\text{Li}$  (см. рис. 22) также свидетельствуют о наличии в нем структуры. Эта структура укладывается в теоретические представления, исходящие из концепции конфигурационного расщепления. Угловые распределения образовавшихся пионов также удастся объяснить, если исходить из предсказаний теории о вкладе переходов нуклонов разных оболочек в конкретный интервал возбуждения ядерной системы — см. рис. 23, взятый из

Рис. 24. Сечение фотопоглощения (а и б), радиационного захвата (б) и фоторождения пионов (а) для ядра  ${}^7\text{Li}$ . а — Эксперимент [62] (кривая проведена исключительно для визуального восприятия). б — Теория [63] (выделена ветвь  $T>$  фотоядерного резонанса, сплошная линия — результат расчета с учетом размытия индивидуальных резонансов, которые показаны в виде вертикальных линий; стрелками указаны области, где доминируют переходы нуклонов внешней (А) и внутренней (В) оболочек; приведены схемы Юнга резонансных состояний). в — Радиационный захват пионов с мезоатомных орбит  ${}^7\text{Li}$  (гистограмма — эксперимент [54], сплошная линия — теория [54, 61]. г — Фоторождение  $\pi^+$ -мезонов на  ${}^7\text{Li}$  (эксперимент [57, 64])



работы [57]. Так, в области возбуждения ядерной системы от 12 до 14 МэВ доминирует вклад нуклонов внешней оболочки, т. е.  $1p \rightarrow 2d$ -переходы, а в энергетической области от 20 МэВ и выше — переходы из глубокой оболочки, т. е.  $0s \rightarrow 1p$ -переходы.

Рассмотрим теперь ядро  ${}^7\text{Li}$ . В этом ядре удастся провести прямое сопоставление структуры кривых возбуждения ядерной системы в фото-ядерной реакции (рис. 24) [62] с соответствующими кривыми в реак-



стояний и появляются с 6—7 МэВ (см., например, [69]). А это выше порога последующего испускания протона. Таким образом, в ядрах (2s, 2d)-оболочки концепция конфигурационного расщепления приводит к тому, что в  $\mu$ -захвате должен наблюдаться [67, 68] с высокой интенсивностью (до 15—20% полной интенсивности поглощения мюонов) канал  $(\mu^-, \nu_\mu, n, p)$ . При этом интенсивность выхода заряженных частиц должна быть заметно выше в ядрах (2s, 2d)-оболочки, чем в ядрах 1p-оболочки, у которых без учета смешивания такие процессы являются запрещенными.

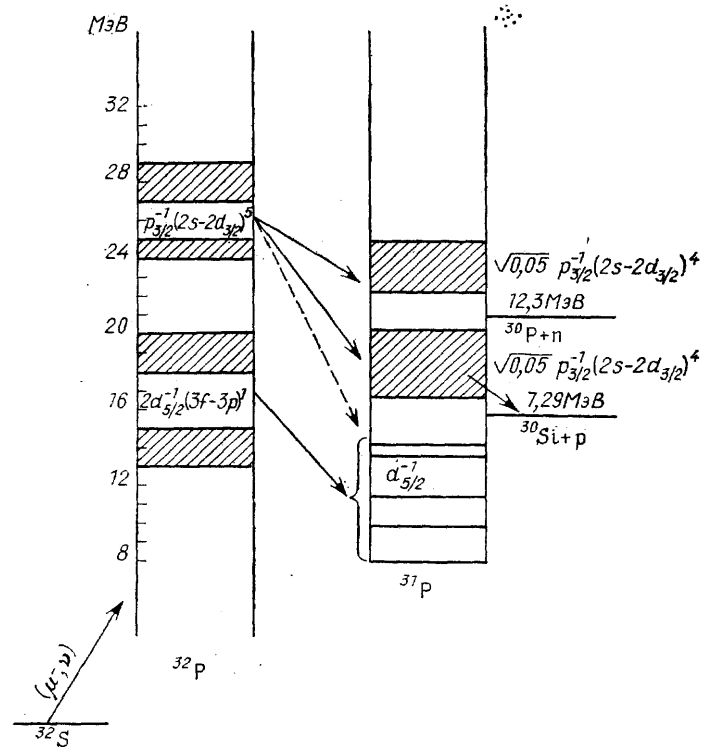


Рис. 26. Схематическое представление возбуждения и распада ядра  $^{32}\text{S}$  в процессе  $\mu$ -захвата

Совокупность экспериментальных данных (см. подборку данных в обзоре [70]) свидетельствует о том, что действительно в ядрах 2s, 2d-оболочки максимален выход заряженных частиц при поглощении мюонов и достигает около 20% на акт захвата. Измерения выходов конечных ядер свидетельствуют о том, что преимущественно вылетают две частицы — протон и нейтрон.

Таким образом, мы видим, что концепция конфигурационного расщепления позволяет понять и интерпретировать в целом большую совокупность экспериментальных данных. Более глубокая проверка концепции и ее следствий возможна только в более тонких и сложных экспериментах, которые должны включать измерения совпадений между различными продуктами реакции. Этот новый пласт данных, бесспорно, позволит проверить уже тонкие детали основной концепции, а тем самым и представления о структуре и механизме процессов взаимодействия различных частиц с легкими ядрами. Такая программа исследований обсуждалась нами в работах [43, 52]. Поэтому мы не будем останавливаться на них, отослав заинтересовавшегося читателя к указанным работам.

В заключение коротко обсудим одно своеобразное расширение концентрации конфигурационного расщепления. Речь идет об энергетически выделенных переходах с переворачиванием спина

$$j_i = l + \frac{1}{2} \rightarrow j_f = l + 1 - \frac{1}{2}$$

при  $l=n$ , где  $n$  — главное квантовое число, т. е. о переходах типа

$$\begin{aligned} 1p_{3/2} &\rightarrow 2d_{3/2}, \\ 2d_{5/2} &\rightarrow 3f_{5/2}, \\ 3f_{7/2} &\rightarrow 4g_{7/2} \text{ и т. д.} \end{aligned} \quad (55)$$

Такие переходы особенно существенны при анализе спин-дипольного резонанса. Вне связи с общей проблемой глубоких дырок энергия этих переходов оказывается существенно большей средней энергии переходов между состояниями соседних оболочек  $n$  и  $n+1$ . Например, в таком тяжелом ядре, как  $^{208}\text{Pb}$ , энергии переходов  $4g_{9/2} \rightarrow 5h_{9/2}$ ,  $5h_{11/2} \rightarrow 6i_{11/2}$  равняются соответственно 11 и 12 МэВ при средней энергии переходов 7–8 МэВ. Выделенность переходов (55) в ядре  $^{16}\text{O}$  приводит к «двугорбой» структуре его ДГР. Энергетическая выделенность переходов (55), конечно, связана со спин-орбитальной частью оболочечного потенциала и в этом смысле может быть истолкована как проявление конфигурационного расщепления. Таким образом, широко трактуя этот термин, мы можем сказать, что отдельные эффекты конфигурационного расщепления прослеживаются практически у всех ядер.

**5. Заключение.** В настоящем обзоре мы проанализировали основные черты физики гигантского дипольного резонанса в легких ядрах — ядрах  $1p$ - и  $2s$ ,  $2d$ -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. Конфигурационное расщепление позволяет охватить единой концепцией очень широкую совокупность свойств возбужденных состояний легких ядер, проявляющуюся в различных реакциях:

- а) «странные» вариации ширины ДГР — огромная ее величина в ядрах начала оболочки ( $^7\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ) и вполне «нормальная» в ядрах тяжелее  $^{10}\text{B}$  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 — пикми-резонанса и основного максимума;
- г) преимущественный распад ядер  $1p$ -оболочки на высоковозбужденные состояния конечных ядер;
- д) «двугорбый» характер зависимости от  $\omega$  сечения реакции  $(\gamma, \gamma)$  в ядрах  $2s$ ,  $2d$ -оболочки;
- е) «многогорбую» структуру спектра возбуждения конечных ядер в реакциях захвата мюонов, радиационного захвата пионов, перезарядки нуклонов.

Явление конфигурационного расщепления в своих главных чертах было теоретически предсказано в НИИЯФ МГУ; там же экспериментально подтверждено работами фотоядерной группы и впоследствии работами других фотоядерных 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.

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

Во-вторых, 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  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  являются весьма фрагментарными и несистематическими.

В-третьих, для того чтобы детально проследить универсальные черты конфигурационного расщепления, необходимо выполнить совпадающие эксперименты в реакциях радиационного захвата пионов с мезоробит, мю-захвата, перезарядки нуклонов и т. д.

В-четвертых, с чисто теоретической точки зрения весьма важными являются вопросы механизмов фрагментации 1p<sub>3/2</sub>, 0s-дырок и вопросы анализа общих причин возникновения феномена глубоких дырок.

Наконец, в-пятых, на основе сказанного выше можно подозревать, что при уменьшении энергетического разброса rh-состояний в приближении Хартри—Фока (или при увеличении недиагональных элементов rh-взаимодействия) происходит скачкообразный переход от «рассыпанных» rh-состояний к коллективному дипольному состоянию. Вопрос о реализации такого своеобразного «фазового перехода» также представляет несомненный интерес для теоретического исследования.

#### ПРИМЕЧАНИЯ К ТЕКСТУ

<sup>1</sup> Спектроскопическим множителем называют квадрат генеалогического коэффициента  $\langle \Psi_1, j | \Psi_0 \rangle^2$ , умноженный на число «активных» нуклонов.

<sup>2</sup> Уменьшение энергии счетверения по сравнению с указанной в разделе 3.1 обусловлено тем, что здесь «счетверяемые» нуклоны находятся в разных оболочках (0s и 1p).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Мигдал А. Б. //ЖЭТФ. **1945**. Т. 16. С. 81.
2. Baldwin G. C., Klaiber G. S. //Phys. Rev. **1947**. V. 71. P. 3; **1948**. V. 73. P. 1156.  
Perlman M. L., Friedlander G. //Ibidem. P. 442.  
Diven B. C., Almi G. M. //Ibidem. **1950**. V. 80. P. 407.
3. Goldhaber M., Teller E. //Ibidem. **1948**. V. 74. P. 1046.
4. Wilkinson D. H. //Physica. **1956**. V. 22. P. 1039.
5. Elliot J. P., Flowers B. H. //Proc. Roy. Soc. London, **1957**. V. 24. Pp. 57, 75.
6. Brown G. E., Bolsterly M. //Phys. Rev. Lett. **1959**. V. 3. P. 472.
7. Heydachin B. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. //ЖЭТФ **1960**. Т. 39. С. 108.
8. Endt P. M. //Atomic Data and Nuclear Data Tables. **1977**. V. 19. P. 23.  
Endt P. M., van der Leun C. //Nucl. Phys. Ser. A. **1978**. V. 310. P. 1.  
Ajzenberg-Selove F. A. //Ibidem. **1981**. V. 360. P. 1; **1984**. V. 413. P. 1; **1985**. V. 433. P. 1.
9. Cavedon J. M. //Phys. Rev. Lett. **1982**. V. 40. P. 978.  
De Forest T., Walecka J. P. //Adv. Phys. **1966**. V. 15. P. 1.  
Donnelly T. W., Walecka J. D. //Ann. Rev. Nucl. Sci. **1975**. V. 25. P. 329.  
Donnelly T. W., Sick I. //Rev. Mod. Phys. **1984**. V. 6. P. 461.
10. Amaldi V., Campos Venturi G., Cortellessa G., Fronterotta G., Reall A., Salvadori P. //Phys. Lett. **1966**. V. 22. P. 593.  
Mougey J., Bernheim M., Bussiere A., Gillebert A., Phan Xuan Ho, Priou M., Royer D., Sick I., Wagner G. I. //Nucl. Phys. Ser. A. **1976**. V. 262. P. 461.  
Nakamura K., Hiramatsu S., Kamae T., Muramatsu H., Izutsu N. //Ibidem. V. 271. 221.  
Mougey J. //Ibidem. **1980**. V. 335. P. 35; **1983**. V. 396. P. 39.  
McDonald W. I. //Ibidem. P. 463.

- Frullani S., Mougey J.*//Adv. Nucl. Phys. **1983**. V. 15. P. 1.
- [11] *James A. N., Andrews P. T., Kirkby P., Lowe B. G.*//Nucl. Phys. Ser. A. **1969**. V. 138. P. 145.
- Jacob G., Maris Th. A. J.*//Rev. Mod. Phys. **1973**. V. 45. P. 6.
- Antonuk L., Kitching P., Miller C. A., Hutcheon D. A., McDonald W. J., Nelson G. C., Olsen W. C., Stetz A. W.*//Nucl. Phys. Ser. A. **1981**. V. 370. P. 389.
12. *Fallieros S., Goulard B., Ventor R. H.*//Phys. Lett. **1965**. V. 19. P. 388.
- Auerbach N., Hufner T., Kerman A. K., Shakin C. M.*//Rev. Mod. Phys. **1972**. V. 44. P. 48.
- Auerbach N.*//Phys. Rep. **1983**. V. 98. P. 278.
13. *Мигдал А. Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер.—М.: Наука, 1983.
- Толоконников С. В., Фаянс С. А.*//Письма ЖЭТФ. **1982**. Т. 35. С. 403.
- Speth J., Werner E., Wild W.*//Phys. Rep. **1977**. V. 33. P. 127.
- Speth J., Klemt V., Wambach T., Brown G. E.*//Nucl. Phys. Ser. A. **1980**. V. 343. P. 382.
14. *Балашиха В. В., Чернов В. М.*//ЖЭТФ. **1962**. Т. 43. С. 227.
- Danos M., Greiner W.*//Phys. Rev. Ser. B. **1965**. V. 138. P. 876.
- Юдин Н. Я.*//Изв. АН СССР. Сер. физ. **1962**. Т. 26. С. 1222.
- Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Юдин Н. П.*//Ibidem. **1966**. Т. 30. С. 306.
15. *Bertsch G. F.*//Phys. Lett. Ser. B. **1978**. V. 80. P. 61.
- Wambach T., Mishra V. K., Li-Chu-Hsia*//Nucl. Phys. Ser. A. **1982**. V. 380. P. 285.
16. *Вдовин А. И., Соловьев В. Г.*//Физ. ЭЧАЯ. **1983**. Т. 14. С. 237.
17. *Урин М. Г.*//Ibidem. Т. 15. С. 245.
18. *Feshbach H., Kerman A., Kronin S.*//Ann. of Phys. **1980**. V. 125. P. 429.
19. *Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R.*//Phys. Rev. **1957**. V. 108. P. 1175.
- Боголюбов Н. Н.*//ЖЭТФ. **1958**. Т. 34. С. 58.
- Belyaev S. T.*//Mat. Fys. Med. Dan. Vid. Selsk. **1959**. V. 31. No. 11.
- Solov'ev V. G.*//Ibidem.
20. *Neudachin V. G., Shevchenko V. G., Yudin N. P.*//Phys. Lett. **1964**. V. 10. P. 180.
- Neudachin V. G., Shevchenko V. G.*//Ibidem. V. 12. P. 18.
- [21] *Бор О., Моттelson Б.* Структура атомного ядра. Т. 1.—М.: Мир, 1971.
22. а) *Gillet V.*//Nucl. Phys. **1964**. V. 51. P. 410.
- б) *Gillet V., Vinh-Mau N.*//Ibidem. V. 54. P. 321.
- в) *Gavinato M., Marangoni M., Saruis A. M.*//Phys. Lett. Ser. B. **1985**. V. 163. P. 49.
23. *Долбилкин Б. С., Корин В. И., Лазарева Л. Е., Николаев Ф. Л.*//Письма ЖЭТФ. **1965**. Т. 1. С. 47.
24. *Bergere R.*//Photonuclear Reaction I.—Lect. Not. Phys. **1977**. V. 61. P. 1.
25. *Alias R. G., Hanna S. S., Meyer-Schutzmeister L., Segel R. E., Singh P. P., Vager Z.*//Phys. Rev. Lett. **1964**. V. 13. P. 187.
26. *Rosenfeld L.* Nuclear Forces.—Amsterdam: North-Holland, 1948.
- Skyrme T. H. R.*//Phil. Mag. **1956**. V. 1. P. 1043.
- Vautherin D., Brink D. M.*//Phys. Rev. Ser. C. **1972**. V. 5. P. 626.
- Marquier M., Heyde K., Wenes G.*//Nucl. Phys. Ser. A. **1983**. V. 404. Pp. 269, 298..
27. *Brueckner K. A., Eden R. J., Francis N. C.*//Phys. Rev. **1955**. V. 99. P. 76.
- Kuo T. T. S., Brown G. E.*//Nucl. Phys. **1966**. V. 85. P. 40.
- Negele I. W.*//Phys. Rev. Ser. C. **1970**. V. 1. P. 1260.
28. *Barret R. F., Biedeharn L. C., Danos M., Delsanto P. P., Greiner W., Washwell H. G.*//Rev. Mod. Phys. **1973**. V. 45. P. 44.
- Cavinato M., Marangoni M., Ottaviani P. L., Saruis A. M.*//Nucl. Phys. Ser. A. **1985**. V. 444. P. 13.
29. *Feshbach H.*//Ann. of Phys. **1958**. V. 5. P. 357.
- Balashov V. V.*//Nucl. Phys. Ser. A. **1969**. V. 129. P. 369.
- Mahaux C., Weidenmuller H. A.* Shell-Model Approach to Nuclear Reactions.—Amsterdam: North-Holland, 1969.
- Роттер И.*//Физ. ЭЧАЯ. **1975**. Т. 6. С. 435; **1984**. Т. 15. С. 762.
30. *Griffin J. J.*//Phys. Rev. Lett. **1966**. V. 17. P. 478; Phys. Lett. Ser. B. **1967**. V. 24. P. 5.
- Feshbach H.*//Rev. Mod. Phys. **1974**. V. 46. P. 1.
- Blann M.*//Ann. Rev. Nucl. Sci. **1975**. V. 25. P. 123.
- Agassi D., Weidenmuller H. A., Mantzouronis G.*//Phys. Rep. **1975**. V. 22C. P. 147.
- Friedman W. A., Hussein M. S., McVoy K. W., Mellow P. A.*//Ibidem. **1981**. V. 77. P. 48.
- Живописцев Ф. А., Сухаревский В. Г.*//Физ. ЭЧАЯ. **1984**. Т. 15. С. 1208.
- [31] *Wigner E. P., Eisenbud L.*//Phys. Rev. **1947**. V. 72. P. 242.
- Lane A. M., Thomas R. G.*//Rev. Mod. Phys. **1958**. V. 30. P. 257.
- Ситенко А. Г.* Теория ядерных реакций.—М.: Энергоиздат, 1983.
32. *Thouless D. J.*//Nucl. Phys. **1961**. V. 22. P. 78.
- Brown G. E., Castillejo L., Evans I. A.*//Ibidem. P. 1; V. 27. P. 323.
33. *Пайнс Д., Нозьер Ф.* Теория квантовых жидкостей.— М : Мир, 1967.

- Amusia M. Ja., Cherpkov N. A.*//Case Stud. At. Phys. **1975**. V. 5. P. 47.
34. *Dover C. B., Nguyen Van Giai*//Nucl. Phys. Ser. A. **1972**. V. 190. P. 373.  
*Vautherin D., Brink D. M.*//Phys. Rev. Ser. C. **1972**. V. 5. P. 626.  
*Mahaux C., Ngo H.*//Nucl. Phys. Ser. A. 1983. V. 410. P. 271.
35. *Вазрадов Г. М., Горчаков В. В.*//Физ. ЭЧАЯ. **1974**. Т. 5. С. 308.
36. *Mahan G. D.*//Phys. Rev. **1969**. V. 163. P. 1097.  
*Nozieres P., Dominicus S.* //Ibidem. V. 178. P. 1097.
37. *Majling L., Rizek I., Bely Yu. I., Neudatchin V. G., Yudin N. P.*//Nucl. Phys. Ser. A. **1970**. V. 143. P. 429.
38. *Ииханов Б. С., Капитонов И. М.*//Физика атомного ядра и элементарных частиц.—М.: ЦНИИАтоминформ, 1983.—Ч. 3. С. 18.
39. *Ииханов Б. С., Капитонов И. М.*//Письма ЖЭТФ. **1985**. Т. 42. С. 465.
40. *Ииханов Б. С., Капитонов И. М.* Распадные свойства гигантского резонанса ядер 2s, 2d-оболочки.— Отчет о научно-исследовательской работе.— М.: НИИЯФ МГУ, 1985.
- [41] *Варламов В. В., Капитонов И. М., Шведун В. И., Шумаков А. В.*//ТПЭ. 1980. № 6. С. 30.
42. *Капитонов И. М.* Автореферат диссертации ... докт. физ.-мат. наук.—М.: НИИЯФ МГУ, 1983.
43. *Eramzhyan R. A., Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Neudatchin V. G.*//Phys. Rev. 1986. V. 136. P. 229; Физ. ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 905; 1983. Т. 14. С. 286.
44. *Варламов В. В., Ииханов Б. С., Капитонов И. М., Панов А. Н., Шведун В. И.*//Изв. АН СССР. Сер. физ. **1979**. Т. 43. С. 186.
45. *Kerkhove E., van de Vyver R., Ferdinande H., Ryckbosch D., van Otten P., Berkvens P., van Camp E.*//Phys. Rev. Ser. C. 1985. V. 32. P. 368.
46. *Nilsson S. G., Sawicki J., Glendenning N.*//Nucl. Phys. **1962**. V. 33. P. 239.  
*Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Sheuchenko V. G., Yuryev B. A.* //Phys. Lett. **1964**. V. 9. P. 162.  
*Forkman B., Stiefler W.*//Nucl. Phys. **1964**. V. 56. P. 615.
47. *Гончарова Н. Г., Киссенер Х. Р., Эрамжян Р. А.*//Физ. ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 773.  
*Hughes R. I., Sambell R. H., Muirhead E. G., Spicer B. M.*//Nucl. Phys. Ser. A. 1975. V. 238. P. 189.  
*Гончарова Н. Г., Юдин Н. П.*//ЯФ. 1970. Т. 12. С. 725.
48. *Hodgson P. E.*//Rep. Prog. Phys. **1975**. V. 38. P. 846.
49. *Вейль Г.* Классические группы, их инварианты и представления.—М.: ИЛ, 1947.  
*Хаммермеш М.* Теория групп и ее применение в физике.—М.: Мир, 1966.
50. *Бояркина А. Н.* Структура ядер 1p-оболочки.—М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973.
- [51] *Ferioni S., Mosconi B., Piragino G., Wataghin V.*//Nucl. Phys. **1977**. V. 76. P. 58.
52. *Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрамжян Р. А.* Поглощение мезонов атомными ядрами.—М.: Атомиздат, 1978.
53. *Гмитро Г., Киссенер Х. Р., Трюоль П., Эрамжян Р. А.*//Физ. ЭЧАЯ. **1982**. Т. 13. С. 1230.
54. *Гмитро М., Киссенер Х. Р., Трюоль П., Эрамжян Р. А.*//Ibidem. **1983**. Т. 14. С. 773.
55. *Petrovich F., Love W. G.*//Nucl. Phys. Ser. A. **1981**. V. 354. P. 499.
56. *Brady F. P., Needham G., Ullmann Y. I., Castaneda C. M., Ford T.I., King N.S.P., Romero J. L., Webb M. L., Brown V. A., Poppe C. H.*//J. Phys. Ser. G. 1984. V. 10. P. 363.
57. *Shoda K.*//Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. Труды VI семинара ИЯИ АН СССР.—М.: ИЯИ АН СССР. 1986.—С. 118.
58. *Камалов С. С., Каинов Т. Д., Эрамжян Р. А.*//Ibidem. С. 143; **1985**. V. A322. P. 321; Zs. Phys. Kl. A. **1985**. Bd 322. S. 321.
59. *Renker D., Dahme W., Hering W., Panke H., Zupancic C., Alder I. D., Gabioud B., Joseph C., Loude J. E., Morel N., Perroud I. P., Perrenoud A., Tran M. T., Winkelmann E., Strassner G., Truol P.*//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 1279.
60. *Сакаев Р. А., Эрамжян Р. А.*//Сообщение ОИЯИ P2-9610— Дубна, 1976.
- [61] *Kissener H. R., Dogatar G. E., Eramzhyan R. A., Sakaev R. A.*//Nucl. Phys. Ser. A. 1978. V. 312. P. 394.
62. *Ahrens J., Borchert H., Czock K. H., Eppler H. B., Gimm H., Gundrum H., Kroning M., Riehn P., Site Ram G., Zieger A., Ziegler B.*//Ibidem. 1975. V. 251. P. 479.
63. *Kissner H. R., Eramzhyan R. A.*//Proc. of the Intern. Conference on Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions: Abstracts of Contributed Papers.—Mainz, FRG, 1979.—P. 20.
64. *Shoda K., Sasaki O., Toyama S., Tsubota H., Kobayashi T., Kagaya A.*//Intern. Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei: Contributed Papers.—Heidelberg, FRG, 1986.
65. *Bely Yu. I., Eramzhyan R. A. et al.*//Nucl. Phys. Ser. A. **1973**. V. 204. P. 357.
66. *Белый Ю. И., Кабачник Н. М.*//ЯФ. **1971**. Т. 14. С. 1113.
67. *Eramzhyan R. A., Majling L., Rizek I.*//Nucl. Phys. Ser. A. **1975**. V. 247. P. 411.
68. *Eramzhyan R. A., Majling L., Rizek I.* //Czech. J. Phys. Ser. B. 1981. V. 3. P. 482.
69. *Endt P. M., van der Leun C.*//Nucl. Phys. Ser. A. **1978**. V. 310. P. 1.
70. *Батусов Ю. А., Эрамжян Р. А.*//Физ. ЭЧАЯ. **1977**. Т. 8. С. 229.