

## ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР $1p$ -ОБОЛОЧКИ

*Н. Г. Гончарова*

Московский государственный университет, Москва

*Х. Р. Киссенер*

Центральный институт ядерных исследований, Россендорф, ГДР

*Р. А. Эрамжян*

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Рассмотрены основные характеристики дипольного гигантского резонанса в ядрах  $1p$ -оболочки — энергетическая зависимость сечения полного фотопоглощения и парциальных  $(\gamma, n_i)$  и  $(\gamma, p_i)$  сечений.

Обсуждаются возможности описания этих характеристик в микроскопических подходах, описанных на многочастичной модели оболочек.

Energy dependence of total and partial cross sections and decay channels for giant dipole resonance in  $1p$ -shell nuclei are considered.

Results of theoretical descriptions based on many particle shell model are discussed.

### ВВЕДЕНИЕ

Фотоядерный гигантский резонанс — явление, наблюдаемое во всех атомных ядрах — от самых легких до самых тяжелых. В средних и тяжелых ядрах, если они сферические, происходит формирование единого максимума гигантского резонанса со слабым проявлением эффектов оболочечной структуры ядра. Иная ситуация реализуется в легких ядрах и особенно в ядрах  $1p$ -оболочки. Здесь не происходит формирование единого пика — резонанс оказывается состоящим из нескольких широких максимумов и простирающимся в область очень высоких энергий возбуждения ядра. Нуклон-нуклонное взаимодействие в ядрах  $1p$ -оболочки не в состоянии подавить эффекты оболочечной структуры и сформировать единый максимум. Такая особенность фотоядерного резонанса в ядрах  $1p$ -оболочки была замечена еще на самом раннем этапе исследований [1—5] на основе простого подхода к описанию резонанса как суперпозиции входных частично-дырочных конфигураций.

Для более реалистического описания резонанса необходимо было проведение обстоятельных расчетов, учитывающих зацепление входных состояний за более сложные. Далее, поскольку ядра  $1p$ -оболочки

обладают резко выраженными индивидуальными свойствами, необходимо было проведение последовательных расчетов каждого из них. Еще один важный стимул в проведении детального исследования фотоядерного резонанса в ядрах  $1p$ -оболочки — возможность выделения на эксперименте парциальных сечений фоторасщепления, т. е. сечений с фиксированием конечного состояния образующейся ядерной системы [6, 7]. В результате исследований парциальных сечений выявилась генеалогическая связь гигантского резонанса с низколежащими состояниями конечного ядра, структура которых установлена довольно хорошо. На парциальных спектрах можно гораздо глубже испытать теорию и выявить ее возможности описания гигантского резонанса. Такая программа в теоретическом плане реализовывалась на протяжении многих лет главным образом в ОИЯИ (Дубна), ЦИЯИ (Россендорф, ГДР) и НИИЯФ МГУ. На основании результатов этих исследований и написан данный обзор, в котором подведены итоги теоретического рассмотрения общих закономерностей и специфических черт возбуждения и распада фотоядерного резонанса в ядрах  $1p$ -оболочки. Мы не будем останавливаться подробно на специфических проблемах, связанных с явлением конфигурационного расщепления дипольного резонанса, он детально обсуждался в обзоре [6].

Парциальные спектры при фоторасщеплении ядер  $1p$ -оболочки обсуждались в ряде обзорных докладов [8—11]. Имевшаяся к тому времени информация была довольно разрозненна, что не позволило выявить целостную картину по всей области ядер от  $A = 6$  до  $A = 16$ . В последнее время выполнен ряд измерений парциальных спектров, что позволяет провести более систематическое сравнение теории с экспериментом.

Обзор начинается с обсуждения микроскопического подхода к описанию дипольного возбуждения ядра и последующего его распада. Следующий раздел посвящен обсуждению энергетической зависимости сечений полного поглощения и интегральных характеристик дипольного резонанса. Затем обсуждаются основные закономерности распада фотоядерного резонанса. Рассмотрение конкретных ядер начинается с  $^{12}\text{C}$ . Это ядро — один из самых популярных объектов микроскопической теории ядра. Сравнение получаемых результатов с обширными экспериментальными данными позволяет выявить пределы применимости теоретических подходов и понять физические причины несогласованности теории и эксперимента. В этом же разделе рассматриваются и другие ядра середины и конца  $1p$ -оболочки с нулевым изоспином основного состояния.

Следующий раздел посвящен ядрам середины и конца  $1p$ -оболочки, изоспин основного состояния которых отличен от нуля. Изучение особенностей фоторасщепления таких ядер позволяет продвинуться в понимании ряда таких вопросов, как изоспиновое расщепление резонанса. Отдельный раздел посвящен ядрам начала  $1p$ -оболочки.

## 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР

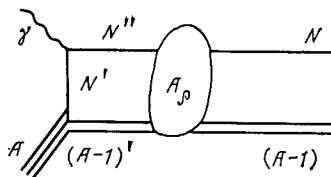
**Методы описания фоторасщепления легких ядер.** При описании фоторасщепления легких ядер используются по существу два подхода. Один — CSM (Continuum Shell Model) — исходит из единой теории ядерных реакций и непосредственно учитывает тот факт, что гигантский резонанс расположен в области непрерывного спектра. Другой — традиционный BSM (Bound Shell Model) подход — базируется на модели, в которой не учитывается связь квазистационарных состояний с континуумом.

Известно несколько вариантов единой теории [12—15]. Они различаются главным образом характером предположений, упрощающих проведение численных расчетов. Один из вариантов основан на методе сильной связи каналов и формализме проекционных операторов Фешбаха. Он детально описан в обзоре [14]. В этом варианте теории базис используемых функций разбивается на два подпространства. Одно из них —  $Q$  — содержит все состояния дискретного спектра и одночастичные резонансы и совпадает с базисом традиционной модели оболочек без учета непрерывного спектра. Остальная часть волновой функции, включая состояния рассеяния, отнесена к  $P$ -подпространству.

Следуя [14], запишем выражение для матричного элемента перехода ядерной системы из основного состояния  $|0\rangle$  в состояние  $\Psi_f(E)$  под действием возмущения  $H_{\text{int}}$  в следующем виде:

$$M_{f0}(E) = \langle \Psi_f(E) | H_{\text{int}} | 0 \rangle = \langle \varphi_f(E) | H_{\text{int}} | 0 \rangle + \sqrt{1/2\pi} \sum_{\rho} \frac{\gamma_{f\rho} W_{\rho i}}{E - E_{\rho} + i\Gamma_{\rho}(E)/2}. \quad (1)$$

Первый член учитывает прямой переход в  $P$ -подпространство. Он плавно зависит от энергии. Второй член — амплитуда двухступенчатого резонансного перехода, которую можно представить в виде следующей диаграммы:



Вклад каждого резонанса  $\rho$  в канал  $f$  определяется матричным элементом перехода  $W_{\rho i}$  и амплитудой распада  $\gamma_{f\rho}$ :

$$\gamma_{f\rho} = \sqrt{2\pi} \langle \varphi_f(E) | H | \Phi_{\rho}^{\dagger} \rangle. \quad (2)$$

В окрестности изолированного резонанса можно пренебречь в (1) вкладом первого члена, а в сумме ограничиться одним членом, кото-

рый определяет вероятность перехода, связанную с резонансом  $\rho$ :

$$\Lambda_\rho = \frac{1}{2\pi} \int dE \frac{\sum_f |\gamma_{f\rho}|^2}{(E - E_\rho)^2 + (\Gamma_\rho/2)^2} |W_{\rho i}|^2. \quad (3)$$

Обычно слабой зависимостью  $\Gamma_\rho$  и  $E_\rho$  от энергии  $E$  пренебрегают. Тогда для изолированного резонанса

$$\sum_f |\gamma_{f\rho}|^2 = \Gamma_\rho, \quad (4)$$

и выражение для вероятности перехода принимает вид:

$$\Lambda_\rho = |\langle \Phi_\rho^- | H_{\text{int}} | 0 \rangle + \langle Q \Phi_\rho^- | H_{\text{int}} | 0 \rangle|^2. \quad (5)$$

Здесь  $\Phi_\rho^-$  — волновая функция резонанса, которая является собственной функцией гамильтониана

$$H_{QQ}^{\text{eff}} = QHQ + QHP [E - PNP]^{-1} PHQ. \quad (6)$$

Второй член в (6) — результат связи континуума с дискретными состояниями. В (2) и (6)  $H$  — гамильтониан взаимодействия нуклонов в ядре.

Если пренебречь связью дискретных состояний с континуумом в (5), то для вероятности перехода с возбуждением изолированного резонанса получим:

$$\tilde{\Lambda}_\rho = |\langle \Phi_\rho^- | H_{\text{int}} | 0 \rangle|^2. \quad (7)$$

Традиционная модель оболочек без учета континуума (BSM) реализуется в том случае, если в (7) при вычислении  $\Phi_\rho^-$  исходить не из гамильтониана (6), а отбросить в нем второй член, т. е.

$$H_{\text{BSM}} = QHQ. \quad (8)$$

Описание распадных характеристик резонанса в BSM-подходе основывается на  $R$ -матричной теории и формализме приведенных шири  $\Gamma$  [16]. Парциальная ширина резонанса  $\rho$  по отношению к испусканию нуклона (или нуклонной ассоциации) с квантовыми числами  $\lambda$  ( $n$ ,  $l$ ,  $j$ ) и образованием дочернего ядра в состоянии  $\beta$  ( $E_\beta$ ;  $J_\beta$ ,  $T_\beta$ ) описывается выражением

$$\Gamma_{\beta\lambda} = 2k\gamma_0^2 P_{\beta\lambda}(E_\beta) S_{\beta\lambda}. \quad (9)$$

В (9)  $k$  — волновое число относительного движения вылетевшей частицы и ядра остатка;  $P_{\beta\lambda}(E_\beta)$  — фактор, определяющий пропускательность барьера;  $S_{\beta\lambda}$  — спектроскопический фактор:

$$S_{\beta\lambda} = N \langle \rho || \beta, \lambda \rangle^2; \quad (10)$$

$\gamma_0^2$  — приведенная одночастичная ширина:

$$\gamma_0^2 = \frac{\hbar^2}{\mu_c a_c} \frac{1}{2} a_c^3 R_c^2(a_c); \quad (11)$$

$\mu_c$  — приведенная масса продуктов распада;  $a_c$  — радиус канала;  $R_c(a_c)$  — значение радиальной волновой функции нуклона на поверхности канала. Обычно используется постоянное для всех каналов значение  $\gamma_0^2$ , равное  $\hbar^2/\mu_c a_c$ .

Интегральное сечение фоторасщепления ядра через изолированный резонанс  $\rho$  с образованием дочернего ядра в состоянии  $\beta$  в рамках традиционной модели оболочек записывается в виде

$$\sigma_{\rho\beta} = \sigma_\rho \Gamma_{\rho\beta} / \sum_{\mu} \Gamma_{\rho\mu}, \quad (12)$$

где  $\Gamma_\rho = \sum_{\mu} \Gamma_{\rho\mu}$  — полная ширина резонанса.

Расчеты в рамках единой теории технически сложны даже при учете небольшого числа каналов простейшей конфигурации. Основная трудность подхода — ограниченность числа конфигураций, которые можно вовлечь в расчет. Поэтому в таком подходе исследовались ядра с замкнутыми оболочками или соседние с ними ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ). Расчеты позволили выявить области применимости моделей, не учитывающих непосредственно связь квазистационарных состояний с континуумом. Важное значение расчетов в CSM заключалось прежде всего в том, что они подвели базу под расчеты в BSM-подходе. В отличие от единой теории в традиционной модели оболочек не трудно учесть смешивание большого числа конфигураций, что необходимо для описания наблюдаемого разброса входных состояний. Поэтому естественно, что наиболее детальная информация о расщеплении легких ядер получена в рамках традиционного подхода.

Предметом широкого обсуждения является проблема описания приведенных нуклонных ширин в рамках BSM. Сравнение парциальных ширин резонансов в двух подходах (CSM и BSM) — выражения (4) и (9) — проводилось детально в [15]. Итогом рассмотрения явился вывод о том, что, несмотря на различия абсолютных значений, их относительные значения в CSM и BSM оказываются довольно близкими между собой, если распад идет на дырочные состояния. Следует отметить, что в расчетах фоторасщепления ядер 1*p*-оболочки в рамках CSM дополнительно вводится оптический потенциал [17], чтобы уменьшить сечение в области гигантского резонанса и придать квазистационарным состояниям заметную ширину.

**Конфигурационное пространство состояний дипольного резонанса в ядрах 1*p*-оболочки.** При описании ядер 1*p*-оболочки обычно исходят из предположения о том, что основное и низколежащие состояния описываются конфигурацией  $1s^4 1p^{A-4}$ , где  $A$  — число нуклонов ядра. Волновая функция таких состояний  $\Psi(JT)$  представляет собой суперпозицию

$$\Psi(JT) = \sum_{LS, \lambda} \alpha(LS, [\lambda]) |1p^{A-4}[\lambda] T(LS) J\rangle, \quad (13)$$

если базис выбран в  $LS$ -представлении, и

$$\Psi(JT) = \sum_{J_1 T_1, J_2 T_2, n_1 n_2} \alpha(J_1 T_1, J_2 T_2, n_1 n_2) |1p_{3/2}^{n_1} J_1 T_1, 1p_{1/2}^{n_2} J_2 T_2 : JT\rangle, \quad (14)$$

если базис выбран в  $jj$ -представлении,  $[\lambda]$  — схема Юнга. Численные значения коэффициентов  $\alpha$  находят диагонализацией энергетической матрицы [18, 19]. Распределение нуклонов по подоболочкам приведено в табл. 1 для основных состояний ядер. Веса доминирующих компонент в  $LS$ -представлении [19] приведены в табл. 2. Примесь

Таблица 1. Структура волновых функций основных состояний ядер 1  $p$ -оболочки [18, 20] [вариант гамильтониана (8—16) 2ВМЕ]

Ядро	$J$	$T$	Конфигурация ( $n_1, n_2$ ) $\equiv$ $P_{3/2}^{n_1} P_{1/2}^{n_2}$					Вес, %				
			1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
${}^7\text{Li}$	3/2	1/2	(3,0)	(2,1)	(1,2)	—	—	58	16	26	—	—
${}^9\text{Be}$	3/2	1/2	(5,0)	(4,1)	(3,2)	(1,4)	—	51	17	28	3	—
${}^{10}\text{B}$	3	0	(6,0)	(5,1)	(4,2)	(3,3)	(2,4)	58	19	20	2	1
${}^{11}\text{B}$	3/2	1/2	(7,0)	(6,1)	(5,2)	(4,3)	(3,4)	48	7	38	5	3
${}^{12}\text{C}$	0	0	(8,0)	(6,2)	(5,3)	(4,4)	—	40	43	7	10	—
${}^{13}\text{C}$	1/2	1/2	(8,1)	(6,3)	(5,4)	—	—	73	26	1	—	—
${}^{14}\text{N}$	1	0	(8,2)	(7,3)	—	—	—	90	10	—	—	—
${}^{14}\text{C}$	0	1	(8,2)	(6,4)	—	—	—	85	15	—	—	—
${}^{16}\text{N}$	1/2	1/2	(8,3)	—	—	—	—	100	—	—	—	—

Таблица 2. Веса доминирующих компонент в волновой функции основного состояния ядер 1  $p$ -оболочки в  $LS$ -представлении [19] (вариант гамильтониана с силами Розенфельда)

Ядро	Основная компонента $[\lambda]^{2T+1} 2S+1 L_J$	Вес, %	Ядро	Основная компонента $[\lambda]^{2T+1} 2S+1 L_J$	Вес, %
${}^7\text{Li}$	$[3]^{22} P_{3/2}$	97	${}^{12}\text{C}$	$[44]^{11} S_0$	71
${}^8\text{Be}$	$[4]^{11} S_0$	97	${}^{13}\text{C}$	$[441]^{22} P_{1/2}$	64
${}^9\text{Be}$	$[41]^{22} P_{3/2}$	81	${}^{14}\text{N}$	$[442]^{13} D_1$	90
${}^{10}\text{B}$	$[42]^{13} D_3$	64	${}^{14}\text{C}$	$[442]^{31} S_0$ $[433]^{33} P_0$	56 44
${}^{11}\text{B}$	$[43]^{22} P_{3/2}$ $[43]^{22} D_{3/2}$	41 32	${}^{15}\text{N}$	$[443]^{22} P_{1/2}$	100

высших конфигураций, отвечающих переходу нуклона в более высокие оболочки, как правило, не учитывается. Заметим, что такая смесь в основном состоянии  $^{16}\text{O}$  составляет около 20 %.

При построении состояний дипольного резонанса обычно ограничиваются переходами нуклона внутри полосы, отвечающей  $1\hbar\omega$ -возбуждениям. В таком случае три типа конфигураций

$$\left. \begin{aligned} &1s^4 1p^A - 5 2s; \\ &1s^4 1p^A - 5 1d; \\ &1s^3 1p^A - 3 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

формируют состояния дипольного резонанса. Благодаря различным способам связи спинов нуклонов эти конфигурации приводят к возникновению широкого базиса. Полное число состояний приведено в табл. 3 [20]. В пространство базисных конфигураций оказываются включенными также состояния, отвечающие движению центра масс ядра. Эти конфигурации могут быть полностью выделены, и дальнейший расчет дипольных возбуждений проводится в базисе, соответ-

Т а б л и ц а 3. Размерность в полном базисе  $1\hbar\omega$ -возбуждений конфигурационного пространства дипольных возбуждений ядер 1 p-оболочки [20]. Число ложных состояний указано в скобках

Ядро	$T_f$		1/2			3/2		
	$J_i$	$J_f$	1/2+	3/2+	5/2+	1/2+	3/2+	5/2+
$^7\text{Li}$	3/2-		36(10)	52(14)	45(11)	21(4)	29(5)	24(4)
$^9\text{Be}$	3/2-		97(21)	148(32)	146(31)	66(12)	99(17)	91(14)
$^{11}\text{B}$	3/2-		125(21)	197(32)	199(34)	89(12)	136(17)	131(14)
$^{18}\text{C}$	1/2-		75(10)	115(14)	—	48(4)	72(5)	—
$^{15}\text{N}$	1/2-		18(2)	25(2)	—	8(0)	11(0)	—

Ядро	$T_f$		1				
	$J_i$	$J_f$	0-	1-	2-	3-	4-
$^{10}\text{B}$	3+		—	—	190(30)	157(25)	96(11)
$^{12}\text{C}$	0+		—	—	—	—	—
$^{14}\text{N}$	1+		20(1)	141(17)	—	—	—
$^{16}\text{O}$	0+		—	50(5)	56(3)	—	—

Ядро	$T_f$		1	2
	$J_i$	$J_f$	1-	1-
$^{14}\text{C}$	0+		50(5)	13(0)

ствующем только возбуждению внутренних степеней свободы ядра. Максимальное число базисных состояний в полосе  $1\hbar\omega$ -возбуждений после выделения состояний, отвечающих движению центра масс, равно 168 — для уровней с квантовыми числами  $J^\pi T = 5/2^+ 1/2$  в  $^{11}\text{B}$ . При практической работе со столь большим базисом возникают трудности технического характера. Поэтому не все ядра  $1p$ -оболочки рассчитаны в полном базисе. Расчет проведен для ядер  $^6\text{Li}$  [6, 11, 20—23],  $^7\text{Li}$  [20, 24, 25],  $^8\text{Be}$  ( $T = 3/2$ ) [20, 25],  $^{11}\text{B}$  [20, 26],  $^{12}\text{C}$  [20, 27, 28],  $^{13}\text{C}$  [20, 29, 30],  $^{14}\text{N}$  [20, 22, 23, 30—32],  $^{14}\text{C}$  [20, 31, 32],  $^{15}\text{N}$  [11, 20, 33, 34]. Вместо базиса (15) можно использовать эквивалентный ему

$$\begin{aligned} & |1s^4 1p^{A-5} (J'T'E'); 2s : JT); \\ & |1s^4 1p^{A-5} (J'T'E'); 1d : JT); \\ & |1s^3 1p^{A-4} (J'T'E'); 1p : JT). \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь  $|J'T'E'\rangle$  — волновая функция состояния ядра с  $A - 1$  нуклоном, полным моментом  $J'$ , изоспином  $T'$  и энергией  $E'$ .

Преимущество второго подхода начинает сказываться тогда, когда происходит обрезание базиса с целью упрощения расчетов. Один из путей такого упрощения предложен в [35]: в базис включаются только те состояния ядра  $A - 1$ , которые генеалогически связаны с основным состоянием ( $J_0 T_0$ ) ядра  $A$ , т. е. состояния, для которых не мал коэффициент разложения  $\langle A, J_0 T_0 || A - 1, J'T'E'; j \rangle$ :

$$\begin{aligned} \Psi(J_0 T_0) = \sum_{J'T'E', j} \langle A, J_0 T_0 || A - 1, \\ J'T'E'; j \rangle > |A - 1, J'T'E'; 1p_j \rangle. \end{aligned} \quad (17)$$

Состояния  $|A - 1, J'T'E'\rangle$  ядра  $A - 1$  обычно называют  $1p_j$  дырочными состояниями исходного ядра  $A$ . В ядрах от  $^{12}\text{C}$  до  $^{16}\text{O}$  переходами из  $1s$ -оболочки можно пренебречь. Число конфигураций, вовлекаемых в расчет при таком подходе, зависит от структуры основного состояния ядра  $^{11}\text{B}$  исчерпывается на 97 % при условии включения в расчет 15 состояний ядра с  $A = 10$ . Такой подход мы будем называть подходом «частица над состояниями конечного ядра» (ЧСКЯ). Число базисных функций при такой процедуре обрезания существенно меньше, чем в полном расчете, учитывающем все функции в полосе  $1\hbar\omega$ -возбуждений. Подход допускает расширение базиса путем включения в него уровней ядра  $A - 1$ , генеалогически связанных с низшими коллективными состояниями ядра  $A$ . У ЧСКЯ подхода также имеются две версии.

В одной используется волновая функция непрерывного спектра для описания движения частицы, в другой — функция бесконечно глубокой ямы. В подходе ЧСКЯ дипольный резонанс рассчитан в ядрах:  $^{12}\text{C}$  [35—37],  $^{13}\text{C}$  [38],  $^{14}\text{N}$  [39],  $^{15}\text{N}$  [39],  $^{11}\text{B}$  [40] и  $^{10}\text{B}$  [41].



К сожалению, отсутствует последовательное сравнение двух подходов при оптимальном описании структуры гигантского резонанса. Редукция базиса проводилась в [28] для  $^{12}\text{C}$ : сначала использовался полный базис  $1\hbar\omega$ -возбуждений, затем оставлялось только шесть низколежащих состояний ядра с  $A = 11$  отрицательной четности. Ложные состояния при этом были исключены. Далее рассматривался случай, когда ложные состояния не были исключены. Вывод таков, что учет полного базиса приводит к возникновению дополнительной структуры в спектре дипольных возбуждений по сравнению со случаем усеченного базиса. Гросс-структура спектра при этом не изменилась. Если не выделять ложные состояния, то максимум сечения смещается в сторону меньших энергий. Заметим, что в расчете с полным базисом положение главного пика оказывается заниженным по сравнению с экспериментальным значением. Процедура приведения его в соответствие с экспериментальными данными, однако, может привести к перестройке волновых функций и изменению структуры кривой полного поглощения.

**Выбор остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия.** Для описания взаимодействия между нуклонами в ядре используются различные наборы феноменологических потенциалов, содержащих центральную, спин-орбитальную и иногда тензорную компоненту:

$$\left. \begin{aligned} V(r) &= V^C(r) + V^{LC}(r) + V^T(r); \\ V^C(r) &= V_0^C f^C(r) \{a_{00}^C P^{00} + a_{10}^C P^{10} + a_{01}^C P^{01} + a_{11}^C P^{11}\}; \\ V^{LS}(r) &= V_0^{LS} f^{LS}(r) (\text{LS}) \{a_{01}^{LS} P^{01} + a_{11}^{LS} P^{11}\}; \\ V^T(r) &= V_0^T f^T(r) S_{12} (a_{01}^T P^{01} + a_{11}^T P^{11}). \end{aligned} \right\} (18)$$

Здесь  $f(r)$  — радиальная часть потенциала, которая обычно выбирается либо в виде потенциала Гаусса, либо в виде потенциала Юкава;  $P_{TS}$  — операторы проектирования. Параметры  $a_{TS}$  потенциала подбираются таким образом, чтобы воспроизвести либо положение низколежащих уровней соответствующей четности, либо положение максимума дипольного резонанса. Взаимодействие нуклонов  $1p$ -оболочки обычно описывается набором параметров взаимодействия, предложенного в [18] — вариант (8—16) 2ВМЕ. Параметры взаимодействия для нуклонов, находящихся на разных оболочках, для случая чисто центральных сил были выбраны из [42] — далее они именуются СОР — или [43] — далее они именуются САЛ. Имеется и другой вариант взаимодействия [44, 45], который содержит и вклад нецентральных сил — далее обозначен как МК. Параметры потенциалов, использованные в работах, посвященных дипольным возбуждениям ядер  $1p$ -оболочки, приведены в табл. 4. В работах на базисе ЧСКЯ использовался центральный потенциал с параметрами смешивания  $a_{TS}$  в вариантах Розенфельда и Жилле [42] (табл. 4). Влияние параметров смешивания на функцию фотовозбуждения не столь крити-

Таблица 4. Параметры нуклон-нуклонных взаимодействий  
А. Центральные взаимодействия:

$$f(r) = e^{-r^2/\mu^2} - (G); f(r) = \frac{1}{r} e^{-r/\mu} - (Y)$$

Вариант	$a_{00}^C$	$a_{01}^C$	$a_{10}^C$	$a_{11}^C$	$f(r)$	$b/\mu^*$	$-V_0$ , МэВ
Жилле-1	0,60	1,00	0,60	-0,60	G	1,03	45
Жилле (COP)	0,59	1,00	0,59	-0,57	G	1,01	41,6
Жилле (CAL)	-0,65	1,00	0,50	-0,15	G		55
Жилле-2	0,50	1,00	0,40	-0,50	G	1-1,2	40-45
Розенфельд	-1,78	1,00	0,60	-0,34	G	1,03	45
					Y	$\mu=1,5$ фм	50
МК	-0,714	1,00	0,60	-0,286	Y	1,18	44,8

## Б. Нецентральная часть (МК)

Силы	$a_{01}$	$a_{11}$	$f(r)$	$b/\mu^*$	$-V_0$ , МэВ
LS	1,00	3,5	Y	2,36	26
T	1,00	-0,38	Y	1,18	16,25

\*  $b$  - параметр осцилляторных функций.

ческое: перечисленные наборы параметров дают удовлетворительное описание локализации и гросс-структуры резонанса. Однако ситуация с парциальными сечениями иная — изменение параметров смешивания в ряде случаев радикально меняет энергетическое распределение сечений и соотношение каналов (см. разд. 4).

2. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В ЯДРАХ 1  $p$ -ОБОЛОЧКИ

**Энергетическая зависимость сечения полного поглощения.** Одна из основных характеристик фотоядерных реакций — энергетическая зависимость сечения полного поглощения  $\gamma$ -квантов:  $\sigma(E_\gamma)$ . Непосредственно эта характеристика в ядрах 1 $p$ -оболочки измерялась в Li, Be, C, O [46] и N [47] (рис. 1). В Li и Be, где 1 $p$ -оболочка только начинает заполняться, фотоядерный резонанс сильно размыт:  $\sigma(E_\gamma = 40 \text{ МэВ})$  всего лишь в 2 раза меньше своего максимального значения, достигаемого при  $E_\gamma \approx 20 \text{ МэВ}$ . Однако уже начиная с  $^{12}\text{C}$  формируется довольно отчетливый максимум, хотя область локализации резонанса все еще велика. Ситуация существенно отличается от той, которая имеет место в средних и тяжелых ядрах, где наблю-

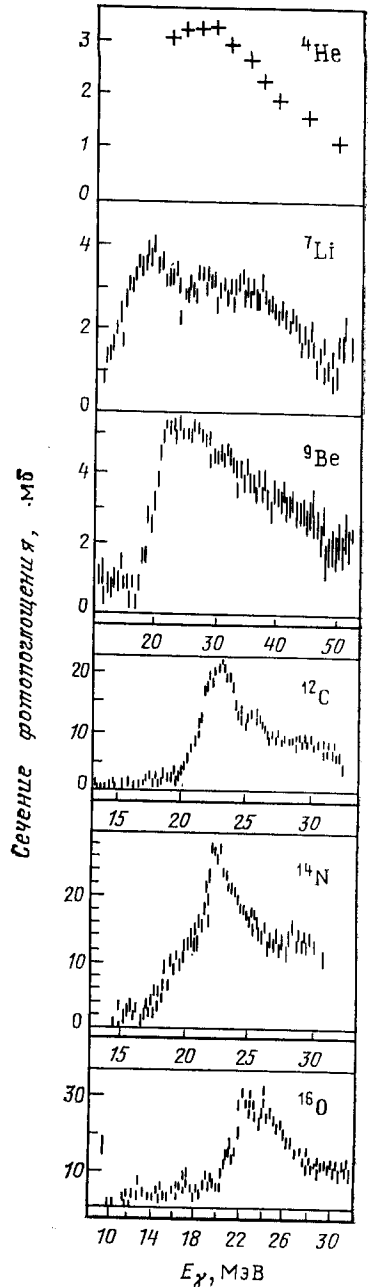
Рис. 1. Результаты измерений полных сечений фотопоглощения в ядрах Li, Be,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  [46] и  $^{14}\text{N}$  [47] и  $^4\text{He}$  [48]

дается один (в сферических ядрах) очень четкий максимум, весь резонанс локализован в небольшом энергетическом интервале и изменение в структуре резонанса при переходе от ядра к ядру невелико.

Теория в целом воспроизводит наблюдаемый на эксперименте ход энергетической зависимости сечения полного поглощения в ядрах 1p-оболочки. Имеется огромное число работ, в которых рассчитывалось сечение полного поглощения в ядрах 1p-оболочки. В большинстве из них ограничили рассмотрение одного или двух ядер. Лишь в одном цикле работ [20, 24, 25, 29–32] использовался единый набор параметров при расчете сечения фотопоглощения и фоторасщепления для большого числа ядер 1p-оболочки. На рис. 2 приведены результаты такого анализа [20]. Он выполнен на полном базисе  $1 \hbar\omega$ -конфигураций исходя из набора SOP (табл. 4) параметров остаточного взаимодействия между нуклонами.

Кривые получены суммированием вкладов всех (в том числе и слабых) переходов в предположении, что резонансы имеют брейт-вигнеровскую форму. Ширина каждого полагалась равной  $\Gamma = 2 \text{ МэВ}$ . Пунктирной линией выделена ветвь резонанса с изоспином  $T_f = T_< = T_0$ , где  $T_0$  — изоспин основного состояния ядра-мишени. Сплошная кривая отражает суммарный вклад обеих изоспиновых ветвей  $T_< \text{ и } T_> = T_0 + 1$ . Для ядер  $^9\text{Be}$  и  $^{11}\text{B}$  в полном базисе рассчитывалось только  $T_> = 3/2$  ветвь.

Положение максимумов дипольного резонанса производится в целом с точностью 1–2 МэВ во всех случаях, за исключением самых легких



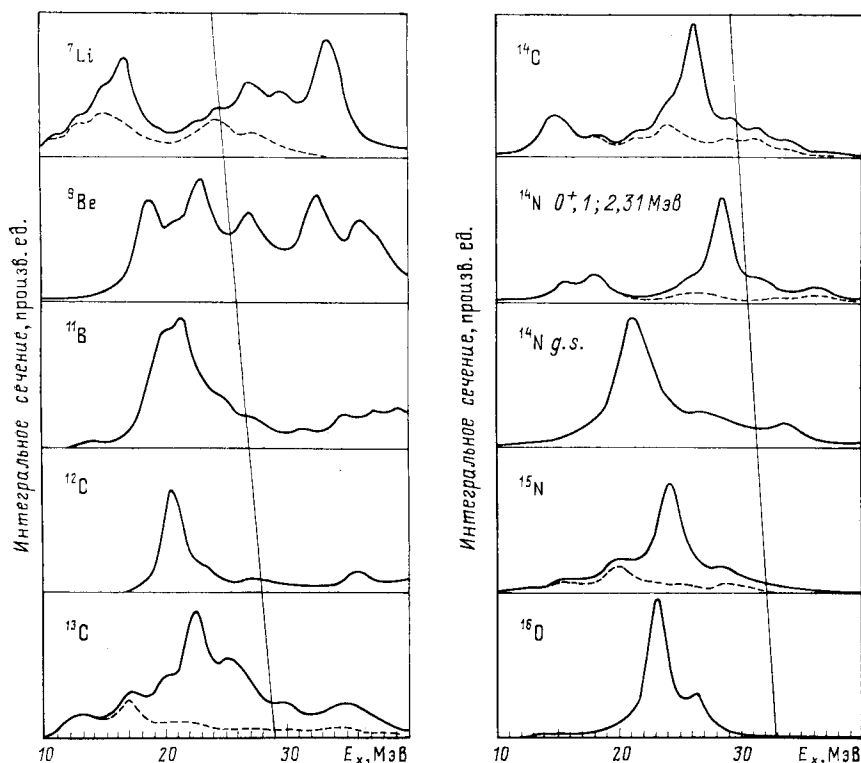


Рис. 2. Рассчитанный на полном базисе  $1h\omega$ -возбуждений в варианте SOP [20] спектр фотовозбуждения ядер  $1p$ -оболочки. Пересекающая рисунок линия отделяет вклады  $1s$ -нуклонов (правая часть) от  $1p$ -нуклонов (левая часть)

ядер. В самых легких ядрах ( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ) в расчете возник ряд максимумов, отсутствующих на эксперименте. Особенно сильно такое расхождение проявилось в области  $1s \rightarrow 1p$ -переходов ( $E_\gamma > 25$  МэВ). Если использовать получаемые в рамках  $R$ -матричной теории значения ширин (они, как правило, заметно превышают 2 МэВ), острые пики исчезают и согласие с экспериментом улучшается.

Резкую зависимость энергетического хода сечения  $\sigma(E_\gamma)$  от числа нуклонов в ядре теория связывает со следующими факторами.

1. В ядрах начала  $1p$ -оболочки ( ${}^6, {}^7\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$ ) резонанс формируется главным образом в результате перехода нуклона из глубокой  $1s$ -оболочки, что приводит к возбуждению высокоэнергетической области ( $E_\gamma > 25$  МэВ). При тех же энергиях возбуждения локализован дипольный резонанс в  ${}^4\text{He}$  [48]. Переходы из валентной  $1p$ -оболочки в ядрах с  $A = 6 \div 9$  формируют низкоэнергетическую ветвь резонанса ( $E_\gamma \leq 20 \div 25$  МэВ). Такая специфическая черта дипольного резонанса в легких ядрах получила название *конфигурационного расщеп-*

ления [1, 4, 5]. Детальное обсуждение этого явления см. в обзорах [6].

2. По мере заполнения  $1p_{3/2}$ -подоболочки усиливается ее роль в формировании резонанса. В то же самое время все резче проявляется действие принципа Паули — уменьшается число возможных состояний, которые могут быть связаны с  $1s$  —  $1p_{3/2}$ -переходом. Поэтому уже в  ${}^6\text{Be}$  вклад переходов из  $1s$ - и  $1p$ -оболочек сравнивается, а в ядрах с  $A \geq 10$  замкнутая  $1s$ -оболочка практически слабо проявляется в фотоядерном резонансе. На рис. 2 переходы, которые лежат справа от линии, пересекающей рисунок наискосок, обусловлены преимущественно нуклонами  $1s$ -оболочки. Уже в ядрах середины и конца  $1p$ -оболочки главный максимум дипольного фотопоглощения оказывается связанным с конфигурацией  $1p_{3/2}^{n-1}1p_{1/2}^11d_{5/2}$  (см. табл. 1).

3. Как только в  $1p$ -оболочке появилось счетверение нуклонов, т. е. четверка нуклонов с орбитальной симметрией  $[\lambda] = [4]$  (см. табл. 2), часть дипольных переходов, связанных с  $1p$ -нуклонами, сместились в сторону максимума, формируемого  $1s$ -нуклонами. Разрыв такого счетверения нуклонов требует заметно большей энергии  $\gamma$ -квантов, что и приводит к появлению устойчивого максимума в области энергий возбуждения 20—25 МэВ. Этот энергетический сдвиг хорошо виден при сравнении сечений возбуждения ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$ .

4. В нечетных ядрах  $1p$ -оболочки и в  ${}^{14}\text{C}$  имеются две ветви дипольного резонанса. Ветвь  $T_<$  вносит заметный вклад в область малых энергий возбуждения ядра, формируя так называемый пигмирезонанс. И в области за главным максимумом теория предсказывает заметный вклад  $T_<$ -ветви.

После того, как мы обсудили общие закономерности возбуждения фотоядерного резонанса, перейдем к детальному сравнению теории с экспериментом. Такое сравнение целесообразно начать с четных ядер середины и конца  $1p$ -оболочки, где резонанс уже сформировался, — ядер  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{14}\text{N}$ .

**Сечение фотопоглощения в четных ядрах.** Сначала на примере ядра  ${}^{12}\text{C}$  проиллюстрируем эволюцию модельных представлений, используемых для описания дипольного резонанса в ядрах  $1p$ -оболочки. Если исходить из предположения о замкнутости  $1p_{3/2}$ -подоболочки в основном состоянии  ${}^{12}\text{C}$ , то резонанс в этом ядре будет сформирован состояниями, описываемыми суперпозицией  $1p_{3/2}^{-1}(2s$  или  $1d)$ - и  $1s^{-1}1p_{1/2}$ -конфигураций. Такое приближение приводит к четкому конфигурационному расщеплению резонанса: первый максимум ( $E^* = 20 \div 22$  МэВ), вбирающий около 75 % интенсивности, связан с переходами из  $1p_{3/2}$ -подоболочки, а второй ( $E^* \sim 35$  МэВ) — из  $1s$ -оболочки. На рис. 3, а отражен основанный на таком приближении результат, полученный в рамках CSM [49]. Но он не отражает реальной картины.

Результаты расчета дипольного резонанса с учетом незамкнутости  $1p_{3/2}$ -подоболочки, реализованного в методе ЧСКЯ [35], при-

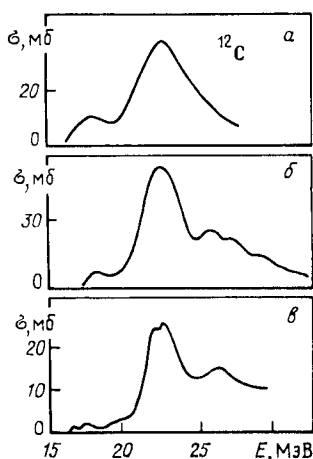


Рис. 3. Сравнение энергетической зависимости сечений полного фотопоглощения в  $^{12}\text{C}$ , полученных в различных теоретических подходах:

а — CSM на базисе  $1p$ – $1h$ -конфигураций [49]; б — ЧСКЯ [35]; в — комбинированный вариант ЧСКЯ и CSM [36]

ведены на рис. 3, б. В систему базисных конфигураций были включены не только состояния конечного ядра  $A = 11$ , которые имеют генеалогическую связь с основным состоянием  $^{12}\text{C}$ , но и те, которые связаны с первым возбужденным ( $J^\pi T = 2^+0$ ,  $E^* = 4,44$  МэВ). Это означает, что в расчет, помимо  $J^\pi_n = 3/2^-_1$ ,  $3/2^-_2$  и  $1/2^-_1$  состояний  $^{11}\text{B}$  и  $^{11}\text{C}$ , включены также  $5/2^-_1$ ,  $5/2^-_2$  и  $7/2^-_1$ . Нижний индекс означает порядковый номер состояния с данным  $n$ , отсчитанный от основного состояния. Аналогичный подход был реализован и в методе CSM [36] (рис. 3, в). Усложнение модели привело к более реалистической картине: возник новый пик при  $E^* \sim 26$  МэВ, связанный с  $1p$ -нуклонами.

Более последовательное включение базиса  $1\hbar\omega$ -возбуждений осуществлено в  $^{14}\text{N}$  — включены все конфигурации в полосе  $1\hbar\omega$ -возбуждения и выделено движение центра масс. На рис. 4 приведены результаты такого расчета [50], причем ширины индивидуальных резонансов брались исходя из расчетов по  $R$ -матричной теории.

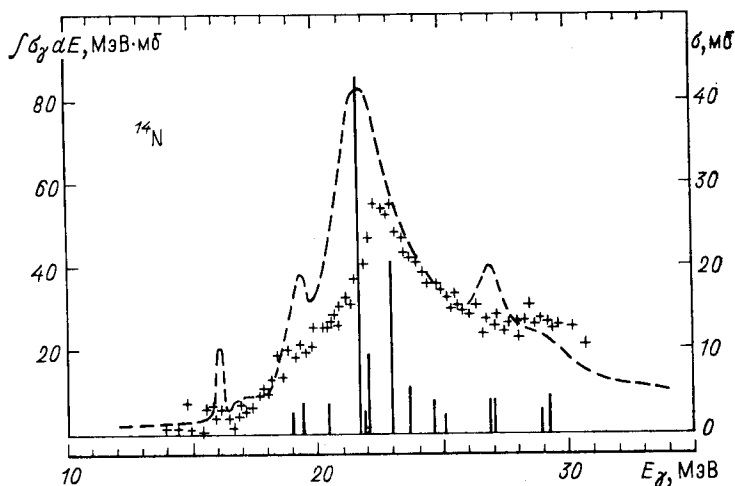


Рис. 4. Сравнение рассчитанного на полном базисе  $1\hbar\omega$ -возбуждений (вариант МК [50]) спектра фотовозбуждения  $^{14}\text{N}$  с результатом измерения [47] (точки)

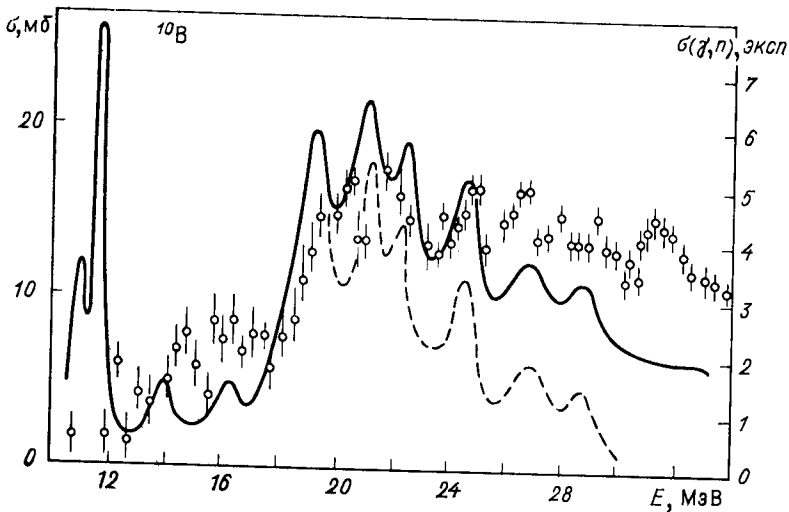


Рис. 5. Результат расчета в методе ЧСКЯ [41] сечения полного фотопоглощения в  $^{10}\text{B}$  и измерений фотонейтронных сечений [54]

На этом же рисунке приведены результаты измерения полного сечения [47]. Из рисунка следует, что включение в расчет только  $1\hbar\omega$ -конфигураций недостаточно для получения количественного согласия между теорией и экспериментом. Теория переоценивает сечение практически во всей области локализации резонанса. Тем самым теория испытывает трудности в количественной интерпретации сечения полного поглощения, но воспроизводит ход энергетической зависимости. Поэтому при сравнении теории с экспериментом приходится ограничиваться сопоставлением относительных, а не абсолютных величин. Такой вывод относится ко всем ядрам  $1p$ -оболочки.

Следующий шаг, позволяющий уменьшить концентрацию сил дипольных переходов, состоит в учете более высоких возбуждений, в частности лежащих в  $2\hbar\omega$ -полосе. Такое подключение реализовывалось в ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  (см., например, [51]) и в  $^{15}\text{N}$  [52]. Учет более высоких возбуждений приводит к дополнительному разбросу сил переходов и к заметному ослаблению их концентрации в области главного максимума.

Для полноты картины приведем результаты исследования фотоядерного резонанса в  $^{10}\text{B}$ . Для этого ядра получены сечения

$$\sigma(\gamma, n_{\text{tot}}) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, pn) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 2np) \quad (19)$$

на пучках тормозных [53] и квазимоноэнергетических [54]  $\gamma$ -квантов. Поскольку вклады  $(\gamma, 2n)$ - и  $(\gamma, 2np)$ -каналов малы [54], то (19) практически совпадает с  $\sigma(\gamma, 1n)$ , где

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, pn). \quad (20)$$

Расчет сечений фотопоглощения в  $^{10}\text{B}$  в подходе ЧСКЯ [41] базировался на 11 состояниях ядра  $A = 9$ , расположенных в энергетической области от нуля до 16 МэВ. Генеалогическая структура основного состояния ядра  $^{10}\text{B}$  при этом исчерпывалась на 99 %. Сравнение рассчитанного сечения полного фотопоглощения [параметры взаимодействия приведены в строке 1 табл. 4] с  $\sigma(\gamma, 1n)$  проведено на рис. 5. Теория воспроизводит основную закономерность наблюдаемого спектра фотопоглощения — его широкую область локализации и отсутствие резких максимумов.

Мы не будем приводить данных о фоторасщеплении  $^6\text{Li}$ . Большая вероятность квазиальфа-частичного механизма с развалом ядра на несколько фрагментов затрудняет анализ фоторасщепления этого ядра в рамках модели оболочек. Детально этот вопрос рассмотрен в обзоре [6].

**Фоторасщепление нечетных ядер. Изоспиновые ветви резонанса. Пигми-резонанс.** Для ядра  $^{13}\text{C}$  полное сечение фотопоглощения получено сложением [55, 56] измеренных  $(\gamma, n_{\text{tot}})$ - и  $(\gamma, p)$ -сечений. Эта

сумма приведена на рис. 6, а. Приведены результаты расчетов сечения полного поглощения в подходах ЧСКЯ [38] — рис. 6, б и в ва-

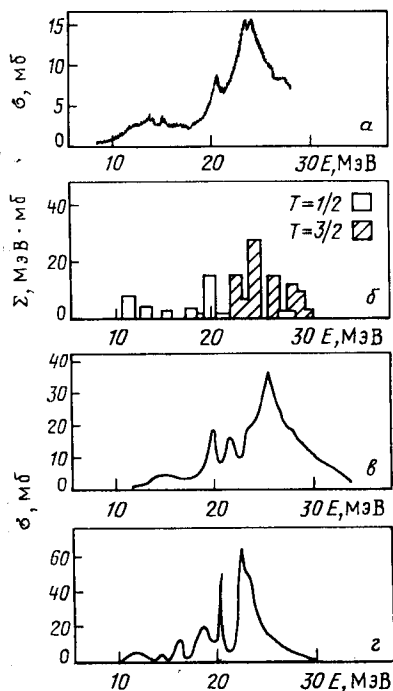


Рис. 6. Сравнение сечений фотовозбуждения  $^{13}\text{C}$ , рассчитанных в ЧСКЯ [38] (б) подходах BSM [29] (в) и CSM [17] (г) с результатом измерений [55, 56] (а)

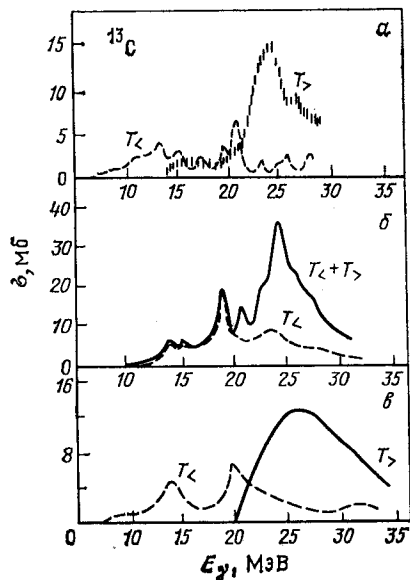


Рис. 7. Разделение фотоядерного резонанса на изоспиновые ветви в  $^{13}\text{C}$ : а — результат измерения [56]; б — результат расчета BSM [29]; в — результат измерения [59]



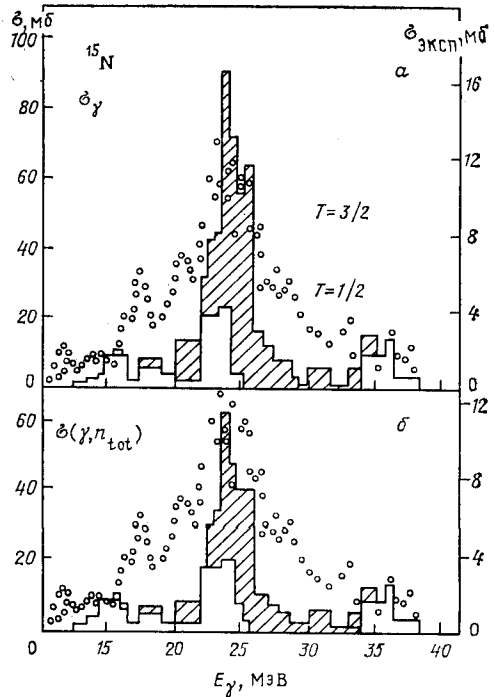
Рис. 8. Результат расчета сечения полного фотопоглощения (а) и фотонейтронного сечения (б) в  $^{15}\text{N}$  [33, 34]. Экспериментальные данные о  $(\gamma, n_{\text{tot}})$  канале взяты из [60] (точки — правая шкала)

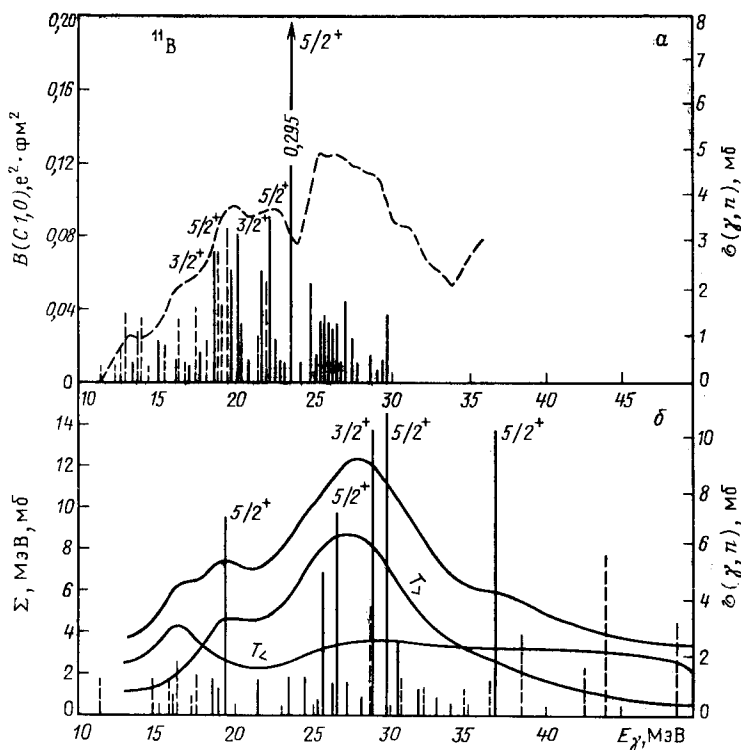
рианте COP подхода BSM ( $1 \hbar\omega$ ) — рис. 6, в [29] и в CSM-подходе [17] — рис. 6, г. Эти варианты расчета и целый ряд других [15, 50, 57, 58] отличаются лишь в деталях (см. разд. 5). Уловить различие между измеренным сечением и любым из вариантов расчета — задача довольно непростая и неопределенная, поскольку все они отражают gross-структуру резонанса.

В [56, 59] для  $^{13}\text{C}$  проводилось разделение сечения на изоспиновые ветви. На рис. 7 приведены результаты такого разделения совместно с результатами расчета [29]. Как из теории, так и из эксперимента следует, что низколежащая область резонанса в  $^{13}\text{C}$  (пигми-резонанс) сформирована переходами на уровни с изоспином  $T_<$ . Наблюдается некоторая концентрация сил  $T_<$ -переходов в области пигми-резонанса. Теория предсказывает небольшую концентрацию и в области за главным максимумом. Однако в целом  $T_<$ -ветвь оказывается сильнее распределенной по энергии, чем  $T_>$ -ветвь.

В  $^{15}\text{N}$  из-за отсутствия экспериментальных данных не удастся скомпоновать полное сечение фотопоглощения аналогично ядру  $^{13}\text{C}$ . Поэтому приходится ограничиться экспериментальными данными только по фотонейтронному каналу  $(\gamma, n_{\text{tot}})$ . Однако в это сечение дают вклад и вторичные нейтроны, вылетающие в результате последовательного распада:  $^{15}\text{N}(\gamma, p) \ ^{14}\text{C}^* \rightarrow \ ^{13}\text{C} + n$ . На рис. 8 проводится сравнение рассчитанных в двух случаях сечений: одно сечение полного поглощения, а другое — сумма сечений  $^{15}\text{N}(\gamma, n) \ ^{14}\text{N}$  и  $^{15}\text{N}(\gamma, p) \ ^{14}\text{C}^* \rightarrow \ ^{13}\text{C} + n$ . На этом же рисунке показано и измеренное сечение  $(\gamma, n_{\text{tot}})$ -реакции.

Как следует из расчетов [33, 34], фотоядерный резонанс в  $^{15}\text{N}$  приблизительно в половине случаев распадается на высоковозбужденные состояния  $^{14}\text{N}$  и  $^{14}\text{C}$ , что приводит к вылету последующего нуклона. Вторичные нейтроны будут вылетать главным образом



Рис. 9. Фотовозбуждение ядра  $^{11}\text{B}$ :

$a$  — расчет в методе BSM ( $1h\omega$ ) [26] (пунктир — эксперимент [54]);  $b$  — результат расчета в методе ЧСКЯ [40], кривые — полные сечения и сечения  $T_{<}$  - и  $T_{>}$ -возбуждений

в результате распада двух возбужденных состояний ядра  $^{14}\text{C}$  ( $J^{\pi T} = 2+1$ ;  $E^* = 10,43$  МэВ и  $J^{\pi T} = 1+1$ ;  $E^* \approx 15$  МэВ). На эти два уровня приходится около 15 % интегрального сечения полного поглощения или около 30 % сечения в канале  $^{15}\text{N}(\gamma, n)^{14}\text{N}$ .

Теория в целом воспроизводит gross-структуру резонанса в этом ядре. В области пигми-резонанса возникает небольшой вклад от  $T_{>}$ -ветви. Экспериментальное выделение изоспиновых ветвей в этом ядре не проводилось.

Иная ситуация при формировании энергетических областей резонанса реализуется в  $^7\text{Li}$  (как и в  $^6\text{Li}$ ). Интенсивный переход в область малых энергий возбуждений связан с  $1p$ -нуклонами, тогда как расположенный гораздо выше по энергии максимум обусловлен  $1s$ -нуклонами. При этом обе изоспиновые ветви ответственны за формирование в  $^7\text{Li}$  как пигми-, так и самого резонанса (см. рис. 2).

В  $^{11}\text{B}$  теория сталкивается с трудностями в качественном описании gross-структуры кривой полного поглощения. Пожалуй, это

единственное ядро 1*p*-оболочки, где такая проблема возникает. На рис. 9 приведены экспериментальные данные о <sup>11</sup>B ( $\gamma, n_{\text{tot}}$ )-реакции [54]. На фоне слабо выраженной структуры фотонейтронного спектра прослеживается ряд максимумов. Не менее 50 % сечения сосредоточено в области  $E_\gamma > 25$  МэВ. На том же рис. 9 приведены результаты расчета в BSM на полном базисе [26] и в ЧСКЯ [40], где учитывалось 15 состояний ядра  $A = 10$ . При этом генеалогическая структура основного состояния <sup>11</sup>B исчерпывалась на 97 %. Расчет на полном базисе плохо отражает наблюдаемую картину. В подходе ЧСКЯ после совмещения главного максимума, расположенного при энергии  $E = 26$  МэВ, достигается лучшее согласие с экспериментом.

**Интегральные сечения фотопоглощения.** Как следует из правил сумм, проинтегрированное до порога мезообразования сечение дипольного фотопоглощения

$$\sum_0(E) = \int_0^E \sigma(E_\gamma) dE_\gamma = \sum_{\text{TRK}} (1 + x), \quad (24)$$

где  $\Sigma_{\text{TRK}} = 60 NZ/A$ , МэВ·мб, — величина, следующая из классического правила сумм Томаса — Райхе — Куна, а  $x$  включает в себя эффекты, связанные с обменным взаимодействием (см., например, [61]).

Для ядер 1*p*-оболочки экспериментальные данные об интегральном сечении в зависимости от энергии  $E$  приведены в табл. 5. Как

Таблица 5. Интегральные  $\Sigma_0$  и взвешенные по энергии  $\Sigma_{-1}$  интегральные сечения фотопоглощения в ядрах 1 *p*-оболочки (эксперимент)

Ядро	Интервал интегрирования, МэВ	$\Sigma_0 \pm$ (%), МэВ·мб	$\Sigma_{\text{TRK}}$ , МэВ·мб	$\Sigma_{-1} \pm$ (%), мб	Литература
<sup>7</sup> Li	52	123 $\pm$ 30	103	4,9	[112]
	100	143 $\pm$ (1,7)			
<sup>9</sup> Be	35	112,2	133	5,19 $\pm$ (1,5)	[114]
	100	173 $\pm$ (2,0)			
<sup>12</sup> C	30	133 $\pm$ (10)	180	5,4	[47]
	35	144,0			
	100	291 $\pm$ (1,6)			
<sup>14</sup> N	30	195 $\pm$ (19)	210	8,4	[47]
<sup>16</sup> O	30	171 $\pm$ (10)	240	7,2	[47]
	35	179,5			
	100	432 $\pm$ (2,0)			
				14,5 $\pm$ (1,3)	[114] [46]

Таблица 6. Полные  $\Sigma_0$  и взвешенные по энергии  $\Sigma_{-1}$  сечения фотопоглощения в ядрах 1 р-оболочки с  $N \neq Z$  (теория),  $MK(-x) \equiv MK(E_{1s})$ 

Ядро	$b$ , фм	Вариант расчета	$\Sigma_0$ , МэВ·мб	$\Sigma_0/\Sigma_{TRK}$	$\Sigma_0(T >),$ МэВ·мб	$\Sigma_0(T <),$ МэВ·мб	$\Sigma_{-1}$ , мб	$\Sigma_{-1}(T >),$ мб	Литература
${}^7\text{Li}$	1,45	COP MK(-20)	114	1,11	69	45	5,19	2,69	[20]
			133	1,29	77	56	5,19	2,69	[20]
${}^9\text{Be}$	1,50	COP	—	—	104 *	—	—	3,69	[20]
${}^{11}\text{B}$	1,55	COP	—	—	134 *	—	—	5,38	[20]
${}^{13}\text{C}$	1,70	COP MK(-12) CSM	305	1,57	197	108	13,45	7,86	[20]
			321	1,65	207	114	13,45	7,86	[20]
			242	1,25	—	—	—	—	[15]
${}^{14}\text{C}$	1,70	COP	318	1,54	147	171	14,27	5,55	[20]
${}^{15}\text{N}$	1,70	COP Розенфельд	351	1,57	224	126	15,56	9,26	[20]
			369	1,65	230	139	—	—	[33, 34]

\* Для ядер  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{11}\text{B}$  в варианте COP рассчитывалась только  $T_{>}$ -ветвь.

следует из этих данных, реально в области до 30—40 МэВ не всегда исчерпывается даже та часть сечения, которая связана с классическим правилом сумм. В табл. 6 и 7 приведены результаты расчета этой характеристики в подходе BSM ( $1 \hbar\omega$ ) для разных вариантов остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия. Прослеживается

Таблица 7. Полные и взвешенные по энергии сечения фотопоглощения в ядрах 1 р-оболочки с  $N = Z$  (теория [20]):  $MK(-x) \equiv MK(E_{1s})$ 

Ядро	$b$ , фм	Вариант расчета	$\Sigma_0$ , МэВ·мб	$\Sigma_0/\Sigma_{TRK}$	$\Sigma_{-1}$ , мб
${}^{12}\text{C}$	1,70	COP	373	1,68	12,6
${}^{14}\text{N}$	1,70	COP MK(-12) MK	330	1,57	14,6
			341	1,62	14,6
			356	1,70	14,6
${}^{16}\text{O}$	1,70	COP	386	1,61	16,7

некоторая зависимость от выбора взаимодействия. Различие, однако, не превышает 10 % у ядер середины и конца 1p-оболочки. Рассчитанное интегральное сечение превышает классическое примерно в 1,6 раза и исчерпывается в интервале до 35 МэВ. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что такое исчерпывание реализуется на гораздо большем интервале энергий — порядка 100 МэВ.

Взвешенное по энергии сечение  $\Sigma_{-1}$  и, в частности, сечение

$$\Sigma_{-1}(E) = \int_0^E \sigma(E_\gamma) dE_\gamma / E_\gamma \quad (22)$$

практически не зависит от модельных предположений. Значения этой величины приведены в табл. 5. Для  ${}^7\text{Li}$  теория дает близкое к измеренному значение этой величины. По мере увеличения атомного номера ядра теоретическое значение  $\Sigma_{-1}$  начинает превышать экспериментальное. Максимальное превышение у ядра  ${}^{16}\text{O}$ .

**Заключительные замечания.** Рассчитанные в рамках как BSM ( $1 \hbar\omega$ ), так и ЧСКЯ сечения в целом передают наблюдаемую энергетическую зависимость и соотношение интенсивностей в различных областях энергии возбуждения ядра. Практически вся наблюдаемая на эксперименте gross-структура сечения находит свое объяснение. Она связана:

- а) с конфигурационным расщеплением дипольного резонанса;
- б) с разрушением счетверения нуклонов;
- в) с изоспиновым расщеплением резонанса.

Теория в целом воспроизводит положение главного максимума в пределах разброса 1—2 МэВ, но завышает сечение почти во всей области возбуждения вплоть до 35 МэВ.

Хотя разброс дипольного резонанса, осуществленный либо подключением всех состояний в полосе  $1 \hbar\omega$ -возбуждений, либо в рамках ЧСКЯ, привел к качественно важному результату — к уширению области локализации резонанса, количественного согласия с экспериментальными данными не удается достичь. Необходим следующий шаг в этом направлении — учет состояний, выходящих за полосу  $1 \hbar\omega$ -возбуждений.

Завершая обсуждение gross-структуры дипольного резонанса, отметим, что сечения полного поглощения не являются той характеристикой, которая на современном этапе могла бы дискриминировать различные теоретические подходы. Гораздо информативнее оказываются парциальные переходы при фоторасщеплении ядер, к обсуждению которых мы сейчас переходим.

### 3. РАСПАД ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В ЯДРАХ 1 p-ОБОЛОЧКИ. ПАРЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ

**Основные закономерности распада дипольного резонанса в ядрах 1p-оболочки.** Если при описании дипольного фотопоглощения ограничиться переходами нуклона в полосе  $1 \hbar\omega$ -возбуждения, то только

три конфигурации [см. (15)] отвечают за формирование резонанса. Распад резонанса по нуклонному каналу может осуществляться тройным образом:

$$1) \quad 1s^4 1p^{A-5} l \rightarrow 1s^4 1p^{A-5} + N(l). \quad (23)$$

Нуклон  $N$  вылетает с орбитальным моментом  $l$ , равным 0 или 2, а конечное ядро  $A-1$  образуется в состояниях с «нормальной четностью»:  $\pi = (-1)^{A-1}$ , описываемых конфигурацией  $1s^4 1p^{A-5}$ .

$$2) \quad 1s^4 1p^{A-5} l \rightarrow 1s^4 1p^{A-6} l + N(p). \quad (24)$$

Нуклон  $N$  вылетает с орбитальным моментом  $l = 1$ . Это так называемое *стряхивание*  $1p$ -нуклона. Как показали экспериментальные данные [59] и расчеты (см. разд. 5), в ядрах конца  $1p$ -оболочки эффект *стряхивания* невелик.

$$3) \quad 1s^3 1p^{A-3} \rightarrow 1s^3 1p^{A-4} + N(p). \quad (25)$$

Нуклон  $N$  вылетает с  $l = 1$ .

Поскольку в ядрах начала  $1p$ -оболочки дипольный резонанс связан с  $1s \rightarrow 1p$ -переходом, то после вылета  $p$ -нуклона ядро  $A-1$  остается в высоковозбужденном состоянии с конфигурацией  $1s^3 1p^{A-4}$ . Далее следует снова нуклонный или кластерный распад. Таким образом, при расщеплении ядер начала  $1p$ -оболочки с большой вероятностью в конечном состоянии образуются две и более частицы или малонуклонные системы. Этот эффект иногда называют *звездным распадом* резонанса. Звездный распад обсуждался в [6]. Вылет кластера может происходить и в результате прямого его выбивания, как, например, в реакциях  $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  или  $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ , детально исследованных в [62].

Начиная с ядер  ${}^{10,11}\text{B}$ , у которых  $1s \rightarrow 1p$ -переход уже не играет определяющей роли в формировании дипольного резонанса, нуклонный распад становится главным. Улетающий нуклон уносит орбитальный момент  $l = 0$  или 2. С учетом наличия подоболочек  $1p_{1/2}$  и  $1p_{3/2}$  после вылета нуклона конечное ядро  $A-1$  остается в состояниях с конфигурацией  $1s^4 1p_{3/2}^{A-n-5} 1p_{1/2}^n$ . В ядрах с  $A = 10 \div 12$  основная конфигурация, формирующая фотоядерный резонанс, имеет  $n = 0$ . В результате вылета  $l$ -нуклона будут заселяться состояния ядра  $A-1$  с конфигурацией  $1s^4 1p_{3/2}^{A-5}$ , которым отвечают основное и низколежащие уровни ядра  $A-1$ . В ядрах за  ${}^{12}\text{C}$   $n \neq 0$ , и в результате вылета нуклона будут заселяться состояния ядра  $A-1$  с конфигурацией  $1s^4 1p_{3/2}^{A-n-5} 1p_{1/2}^n$ . Они лежат довольно высоко, зачатку выше порога последующего развала ядра  $A-1$  по нуклонному каналу. Тем самым для ядер конца  $1p$ -оболочки характерны заселение возбужденных состояний ядра  $A-1$  и вылет вторичного нуклона.

Характерной чертой реакций фоторасщепления ядер середины и конца  $1p$ -оболочки является преимущественное заселение  $1p_{3/2}$ -ды-

рочных состояний. Выше уже было дано определение дырочных состояний [см. (17)]. Значение спектроскопического фактора или генеалогического коэффициента указывает на то, в какой мере конкретное состояние ядра  $A - 1$  является дырочным по отношению к основному состоянию исходного ядра  $A$ . В табл. 8 и 9 приведены

Таблица 8. Спектроскопические факторы 1 p-нуклона в ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$  и парциальные сечения фоторасщепления

Исходное ядро	Конечное ядро $E^*, \text{МэВ}; J^\pi$			Спектроскопический фактор из (p, d)-реакций	Теоретическое значение спектроскопического фактора [18]		Парциальное сечение фоторасщепления (эксперимент), МэВ·мб
					$p_{3/2}$	$p_{1/2}$	
$^{12}\text{C}$	$^{11}\text{C}$	0	3/2-	3,14 [63]	2,85	0	$(77-88)\%$ } ( $\gamma, p_0$ ) 49 [116] $(20-6)\%$ } [76, 77] 2% } ( $\gamma, p_{i \neq 0}$ ) <sup>5-8</sup> [116]
		2,0	1/2-	0,54	0	0,75	
4,8	3/2-	0,31	0,38	0			
Сумма				3,99 (4)	3,23 +	0,75 = 3,98	
$^{14}\text{N}$	$^{13}\text{N}$	0	1/2-	0,99 [64]	0	0,69	$(\gamma, p) 9 \pm 1$ [72]; ( $\gamma, n) 10,2 \pm \pm 0,5$ [71] $(\gamma, p) 4 \pm 0,5$ [72] $(\gamma, p) 17$ [82]
		3,51	3/2-	0,30	0,14	0,02	
		7,39	5/2-	1,51	1,86	0	
		8,92	1/2-	0,75	0,61	0,05	
		9,52	3/2-	0,99	1,15	0	
Сумма				4,56 (5)	3,76 +	0,76 = 4,52	

теоретические значения спектроскопических факторов, рассчитанных в [18]. Экспериментально эти факторы определяются из данных о реакциях квазиупругого выбивания протонов или о реакциях (p, d). В табл. 8 и 9 приведены экспериментальные значения спектроскопических факторов, извлеченных из анализа (p, d)-реакции [63—67]. Спектроскопические факторы нормированы так, чтобы сумма их равнялась числу нейтронов на 1p-оболочке. Это число приводится в скобках. Из таблиц следует, что приведенные уровни почти исчерпывают спектроскопическую сумму. Теория воспроизводит наблюдаемые закономерности распределения спектроскопической силы по различным уровням.

В последнем столбце табл. 8 и 9 приведены проинтегрированные по энергии  $\gamma$ -квантов парциальные сечения фоторасщепления ядер 1p-оболочки. Наблюдается корреляция между величиной 1p-спектроскопического фактора и парциальным сечением — преимущественно заселяются 1p-дырочные состояния исходного ядра. Такая же корреляция выявлена и в ядрах (2s — 1d)-оболочки [6]. В последнем случае проведено систематическое изучение парциальных сече-

Таблица 9. Спектроскопические факторы 1 р-нуклона в ядрах  $^{15}\text{N}$  и  $^{13}\text{C}$  и парциальные сечения фоторасщепления

Исходное ядро	Конечное ядро $E^*$ , МэВ; $J^{\pi}T$			Спектроскопический фактор из (p, d)-реакции	Теоретическое значение спектроскопического фактора [18]		Парциальное сечение фоторасщепления (эксперимент), мб·МэВ (%)		
					$p_{3/2}$	$p_{1/2}$			
$^{15}\text{N}$	$^{14}\text{C}$	0	0+1	—	0	0,84	22 [69] 7,9 [70], 52±7 [75] 15±3 [75]		
		7,01	2+1	}	2,39	0			
		8,32	2+1						
		10,7	1+1					1,50	0
Сумма							3,89 + 0,84 = 4,73		
$^{14}\text{N}$	0	1+0	1,27 [65]	0,03	1,43	18 [68] 8,6 } [70] 8,3 } 7,9 } — —			
		2,31	0+1	0,50	0,42				
		3,95	1+0	0,60	0,65				
		7,03	2+0	1,02	1,25				
9,17	2+1	0,49	1,19	—	—				
10,43	2+1	0,39		0					
Сумм			5,08 (6)	3,87 + 1,90 = 5,77					
$^{13}\text{C}$	$^{12}\text{B}$	0	2+1	—	2,02	0	(14%) } [59] (17%) }		
		0,95	0+1	}	0	0,19			
			1+1					1,20	0
		Сумма							3,22 + 0,19 = 3,41
$^{12}\text{C}$	0	0+0	0,82				0	0,61	(20%) [59], 23 [73] (5%) } [59] (17%) } (27%) }
		4,44	2+0	1,19	1,12	0			
		12,7	1+0	0,62	0,66	0			
		15,1	1+1	0,56	0,60	0			
		16,1	2+1	1,03	1,01	0			
Сумма			4,12 (5)	3,39 + 0,61 = 4,00	(69%) [59]				

ний и накоплен большой фактический материал. Представляется интересным проведение аналогичных последовательных измерений и в ядрах 1р-оболочки.

Генеалогическая связь дипольного резонанса ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$  с уровнями дырочных ядер ( $A - 1$ ). В результате фоторасщепления  $^{12}\text{C}$  по нейтронному каналу заселяется преимущественно основное состояние  $^{11}\text{C}$ , поскольку оно исчерпывает значительную часть спек-



Таблица 10. Рассчитанные в полном базисе 1  $\hbar\omega$ -возбуждения спектроскопические факторы для распада главного пика ГДР в  $^{14}\text{N}$  ( $2^{-1}$ ,  $E = 22$  МэВ) на состояния  $^{13}\text{C}$  и  $^{13}\text{N}$  и интегральные парциальные

$$\text{сечения; } \int \sigma(E_\gamma) dE_\gamma = 78 \text{ мб} \cdot \text{МэВ [31]}$$

$J^\pi$	$E^*$ , МэВ		Нейтронные спектроскопические факторы [18], определяющие структуру состояний ядер $^{13}\text{C}$ и $^{13}\text{N}$		Орбитальный момент вылетевшего нуклона $l_j$	Спектроскопические факторы, определяющие распад главного максимума [31]	Интегральные парциальные сечения, мб·МэВ	
	$^{13}\text{C}$	$^{13}\text{N}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$			$^{13}\text{C}$	$^{13}\text{N}$
$1/2^-$	Основное состояние		0,69	0,005	$d_{5/2}$ $d_{3/2}$	0,002 0,020	0,9 8,0	0,9 7,3
$3/2^-$	3,68	3,51	0,025	0,14	$d_{5/2}$ $d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	0,002 0,005 0,001	0,7 1,3 0,2	0,6 1,1 0,2
$5/2^-$	7,55	7,40	0,015	1,86	$d_{5/2}$ $d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	0,129 0,010 0,015	18,0 1,4 5,2	10,4 0,8 4,5
$1/2^-$	8,86	8,92	0,055	0,615	$d_{5/2}$ $d_{3/2}$	0,033 0,035	3,1 3,3	1,2 1,3
$3/2^-$	9,90	9,52	0,005	1,15	$d_{5/2}$ $d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	0,164 0,001 0,002	5,0 0 0,5	0 0 0,2
Сумма			0,79	3,77		0,419	47,6	28,5

троскопической силы основного состояния  $^{12}\text{C}$ . Но уже в  $^{14}\text{N}$  основное и низколежащие состояния заселяются менее интенсивно, поскольку они имеют  $1p_{1/2}$ -дырочную природу и генеалогически слабо связаны с главным максимумом дипольного резонанса (табл. 10). В таблице приведены результаты анализа [31] на полном базисе 1  $\hbar\omega$ -конфигураций распада уровня  $J^\pi T = 2^{-1}$ , сформировавшего максимум дипольного резонанса в  $^{14}\text{N}$  ( $\Sigma_0 = 78$  МэВ·мб). Там же отражена генеалогическая связь резонанса с различными состояниями ядра  $^{13}\text{N}$  и  $^{13}\text{C}$  (спектроскопические факторы), а также структура состояний  $^{13}\text{N}$  и  $^{13}\text{C}$ . Генеалогическая связь сильна с уровнями  $J^\pi = 5/2^-$  и  $3/2^-$ , расположенными в области энергий возбуждения около 7 МэВ, которые являются  $1p_{3/2}$ -дырочными. Заметим, что малость спектроскопического фактора, описывающего распад главного максимума в основное состояние  $^{13}\text{N}$  и  $^{13}\text{C}$ , приводит к трудностям при

его вычисления — он оказывается чувствительным ко многим деталям структуры ядерных состояний.

Как следует из результатов измерений, основное состояние  $^{13}\text{N} - ^{13}\text{C}$  при фоторасщеплении  $^{14}\text{N}$  заселяется с большей вероятностью, чем это следует из теории. Доля переходов в основное состояние составляет согласно измерениям около 15 % [71, 72], тогда как теория дает только около 6 %. Здесь следует отметить, что описание переходов в основное состояние дочернего ядра является открытой проблемой теории. Детальное обсуждение распадных свойств резонанса в  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$  будет проведено в разд. 4.

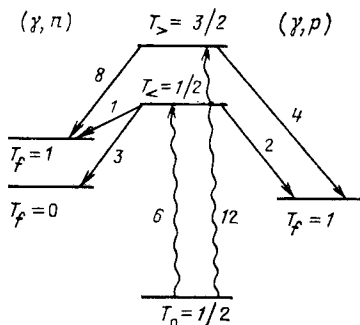


Рис. 10. Схема распада фотоядерного резонанса в ядрах с  $T_0 = 1/2$  с указанием интенсивностей переходов, полученных исходя из геометрических факторов

**Генеалогическая связь дипольного резонанса в ядрах  $^{13}\text{C}$  и  $^{15}\text{N}$  с уровнями конечных ядер.** Схема распада нечетных ядер  $1p$ -оболочки показана на рис. 10. На схеме в относительных единицах даны геометрические факторы, определяющие интенсивность возбуждения обеих изоспиновых ветвей

резонанса, и геометрические факторы, определяющие интенсивности заселения различных изоспиновых групп уровней конечного ядра  $A - 1$ . Эти факторы не учитывают влияния проницаемости барьера (кулоновского и центробежного). Относительные едини-

Таблица 11. Спектроскопические факторы для наиболее сильных резонансов, отвечающие  $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$ -каналу [29]

Квантовые числа состояний, сформировавшихся резонанс		$\Sigma$ , МэВ·мб	Состояние конечного ядра		Спектроскопические факторы		
$J_i^\pi T_i$	$E^*$ , МэВ		$J_f^\pi T_f$	$E_f^*$ , МэВ	$1d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}$
$1/2^+ 1/2$	15,6	40	$0^+0$ $2^+0$	0 4,44	— 0,514	0,010 —	— 0,051
$3/2^+ 1/2$	19,2	12	$0^+0$ $2^+0$ $1^+0$	0 4,44 12,7	— 0,008 0,286	— 0,002 0,001	0,007 0,002 0,001
$3/2^+ 3/2$	24,9	52	$1^+1$ $2^+1$	15,1 16,1	0,095 0,237	0,001 0,022	0,050 0,010

цы подобраны так, чтобы на самую слабую ветвь распада  $T_{<}$  по нейтронному каналу на уровне  $T_f = 1$  пришлась бы одна единица интенсивности. Проницаемость барьера трансформирует те относительные величины, которые приведены на схеме, особенно для распада  $T_{<}$ -ветви на уровне  $T_f = 1$ , поскольку в этом случае энергovyделение мало. И в нечетных ядрах  $^{13}\text{C}$  и  $^{15}\text{N}$  доля переходов в основное состояние ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$  соответственно невелика, так как они связаны не со всем фотоядерным резонансом, а только с его  $T_{<}$ -ветвью, при условии, конечно, что смешивание по изоспину обеих ветвей мало. Именно переходы на основное и низколежачие состояния ядер  $A - 1$  с изоспином  $T_f = 0$  позволяют выделить  $T_{<}$ -ветвь резонанса.

Таблица 12. Спектроскопические факторы для наиболее сильных резонансов, отвечающие  $^{15}\text{N}(\gamma, n)^{14}\text{N}$ -каналу [33, 34]

Квантовые числа состояний, сформировавшихся резонанс		$\Sigma$ , МэВ·мб	Состояния конечного ядра		$\Sigma$ , парци- альное, МэВ·мб	Спектроскопические факторы	
$J_i^\pi T_i$	$E_i^*$ , МэВ		$J_f^\pi T_f$	$E_f^*$ , МэВ		2s	1d
3/2+1/2	15,4	12,6	1+0	0	12,2	0,03	0,14
	22,7	25,2	1+0	0	6,8	0	0,10
			2+0	7,03	6,9	0,1	0,24
1+0			3,95	3,6	0,02	0,04	
1/2+1/2	17,9	11,0	1+0	0	1,3	0,01	0
			1+0	3,95	4,1	0,01	0,02
3/2+3/2	21,3	20,8	0+1	2,3	4,6	0	0,06
			2+1	{ 9,2 10,4	4,5	0,04	0,67
	24,4	95,0	0+1	2,3	18,2	0	0,05
			2+1	{ 9,2 10,4	22,6	0,02	0,14
	26,2	13,4	2+1	{ 9,2 10,4	5,5	0,01	0,37
1/2+3/2	23,6	41,5	2+1	{ 9,2 10,4	15,7	0	0,73
	25,4	10,2	1+1	13,7	2,7	0,33	0,04

Пигми-резонанс также оказывается генеалогически сильнее связанным не с основным, а с возбужденными состояниями конечного ядра  $A - 1$  (табл. 11 и 12). Вследствие этого теория предсказывает более интенсивное заселение не основного состояния  $^{12}\text{C}$  в  $^{13}\text{C}$  ( $\gamma, n$ )-реакции, а состояния  $J^{\pi}T = 2^{+}0, E = 4,4$  МэВ. Так, согласно [29]  $\Sigma_0(\gamma, n_1)/\Sigma_0(\gamma, n_0) = 3$ , согласно [15] — 1,74 и только согласно [17] — 0,93. Первый результат получен в BSM, а два последних — в CSM. Экспериментальные данные также противоречивы — 0,58 [73], 0,35 [74] и 0,25 [59]. Однако во всех трех случаях отношение не превышает единицу. Детальное обсуждение распадных свойств резонанса в  $^{13}\text{C}$  и  $^{15}\text{N}$  будет проведено в разд. 5.

**Фотопротонные и фотонейтронные распады.** Экспериментальные данные об интегральных сечениях фотопротонного и фотонейтронного каналов расщепления ядер  $1p$ -оболочки приведены в табл. 13. Для ядер с  $T_0 = 0$  ( $\gamma, p$ )- и ( $\gamma, n$ )-реакции приводят к заселению уровней зеркальных ядер с  $T = 1/2$ . Спектроскопические факторы,

Таблица 13. Сечения фотонейтронного и фотопротонного расщепления и энергии отделения нуклонов

Ядро	$E_{1-E_2}$ или $E_{\text{max}}$ МэВ	$\Sigma_0(n)$ , МэВ·мб	$\Sigma_0(p)$ , МэВ·мб	$\epsilon_n$ , МэВ	$\epsilon_p$ , МэВ	Литература
$^7\text{Li}$	23	56	27	7,3	10,0	[115, 112]
$^9\text{Be}$	18—26 17—40	13 —	— 25	1,7	→ 16,9	[53] [112]
$^{11}\text{B}$	35	69	—	11,5	11,2	[54]
$^{13}\text{C}$	30 28	95 85	55 36	4,9	17,5	[60] [56]
$^{15}\text{N}$	30	90	70	10,8	10,2	[60]
$^{10}\text{B}$	35	81	—	8,4	6,6	[54]
$^{12}\text{C}$	30 29	42 —	72 56	18,7	16,0	[60] [116]
$^{14}\text{N}$	30	99	15	10,6	7,6	[60]
$^{16}\text{O}$	30	48	87	15,7	12,1	[60]

определяющие связь резонанса с уровнями, на которые идет распад, одни и те же в обоих каналах. Отклонение от симметрии возникает за счет более низких порогов отделения протонов и, во-вторых, за счет кулоновского барьера в протонном канале. Роль первого фактора согласно расчетам превышает роль второго, что и приводит к превышению вероятности протонного распада фотоядерного резонанса в рассматриваемых ядрах над нейтронным (см. далее разд. 4).

Однако соотношение между протонным и нейтронным каналами фоторасщепления ядер 1p-оболочки зависит не только от отношения вероятностей первичных нуклонов, но и от выхода вторичных нуклонов, вылетающих в результате распада высоковозбужденных уровней ядра  $A - 1$ . Так, в  $^{14}\text{N}$  только 15 % сечения полного поглощения связано с заселением дискретных состояний ядер  $^{13}\text{N}$  и  $^{13}\text{C}$ .

Для ядер с  $T_0 \neq 0$  преобладает нейтронный тип фоторасщепления. Ветвь  $T_>$  дипольного резонанса распадается только в состоянии конечных ядер с изоспином  $T_f = 1$ . Преобладание нейтронного распада в этом случае связано с геометрическими факторами, приведенными на рис. 10. Ветвь  $T_<$  может распадаться как на уровни с  $T_f = T_0 - 1/2$ , так и на уровни с  $T_f = T_0 + 1/2$  конечного ядра. Низколежащая область  $T_<$ -ветви распадается преимущественно в состояния с  $T_f = T_0 - 1/2$  по нейтронному каналу. Несколько детальнее этот вопрос будет обсужден в разд. 5 на примере ядра  $^{15}\text{N}$ .

**4. ПАРЦИАЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЯДРАХ СЕРЕДИНЫ И КОНЦА 1 p-ОБОЛОЧКИ С  $T_0 = 0$**

**Ядро  $^{12}\text{C}$ .** Экспериментальные данные о парциальных сечениях фоторасщепления  $^{12}\text{C}$  [76, 77], а также результаты расчетов, полученные в разных теоретических подходах, приведены на рис. 11

Таблица 14. Парциальные сечения фоторасщепления  $^{12}\text{C}$

Уровни конечного ядра $^{11}\text{B}$		Эксперимент		Теория			
$J^\pi_n$	$E^*$ , МэВ	$\frac{\Sigma(\gamma, p_i)}{\Sigma(\gamma, p_{\text{tot}})}, \%$		$\frac{\Sigma_i}{\Sigma_{\text{tot}}}, \%$			
		[76]	[77]	[37]	[37]	[36]	[81]
$(3/2^-)_1$	0	88,4±10	76,9±1,1	75*	55	} 68	80
$(1/2^-)_1$	2,12	5,4±10	20,8±0,6	13	23		9
$(5/2^-)_1$	4,46	1,4±15	} 2,3±0,2	5	7	} 32	3
$(3/2^-)_2$	5,02	2,0±15		7	14		7

и в табл. 14. Первые два столбца, относящиеся к расчетам, соответствуют подходу ЧСКЯ [35, 37], но отвечают разным вариантам остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия и одночастичных энергий.

Как следует из экспериментальных данных, для сечения  $^{12}\text{C}(\gamma, p_0)^{11}\text{B}$  характерны два четко выраженных максимума:  $E^* = 22 \div 23$  МэВ и  $E^* = 25 \div 26$  МэВ. В обратной  $^{11}\text{B}(p, \gamma_0)^{12}\text{C}$ -реакции была получена такая же структура энергетической зависимости сечения [78, 79].

Результаты измерений [76, 77] расходятся в оценке отношения вкладов в полное сечение фоторасщепления  $^{12}\text{C}$  переходов в основное  $(3/2)_1$  и первое возбужденное  $(1/2)_1$  состояния конечного ядра (см. табл. 14). Существенно дополняют фотоядерные данные на  $^{12}\text{C}$  результаты измерений [80] сечения реакции  $^{12}\text{C}(e, e'p)^{11}\text{B}$ , когда фиксировались совпадения электрона и протона (рис. 12), в условиях, когда реакция идет преимущественно через возбуждение

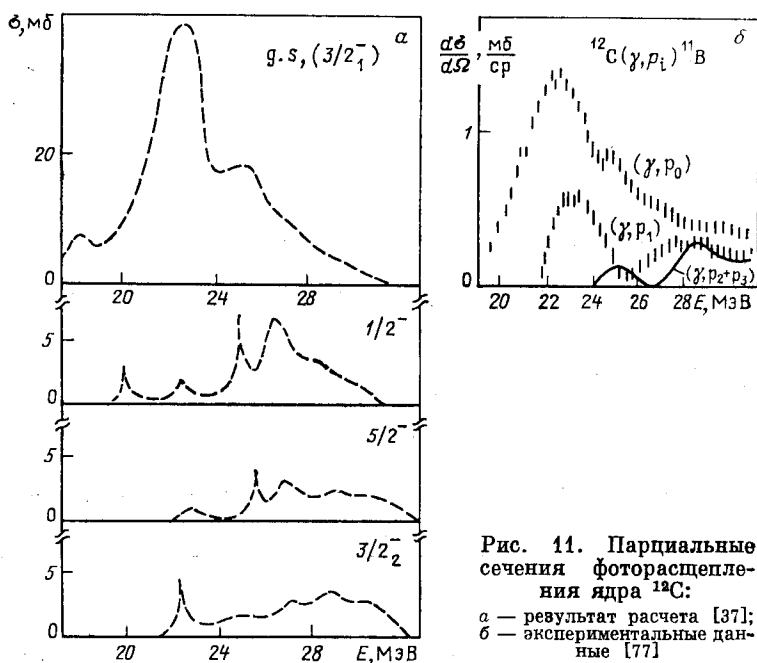


Рис. 11. Парциальные сечения фоторасщепления ядра  $^{12}\text{C}$ :

а — результат расчета [37];  
б — экспериментальные данные [77]

дипольного резонанса. Экспериментальные данные о  $(e, e'p_0)$ - и  $(e, e'p_1)$ -сечениях в целом подтверждают фотоядерные, полученные в [77]. Угловые корреляции в  $^{12}\text{C}(e, e'p_0)$ - и  $^{12}\text{C}(e, e'p_1)$ -реакциях свидетельствуют [80], что при энергиях возбуждения ядра около 25 МэВ возрастает роль  $(e, e'p_1)$ -реакции. Угловое распределение испущенных  $p_0$ - и  $p_1$ -протонов характеризуется большим значением коэффициента  $a_2$  ( $\sim -0,5$ ) в разложении по полиномам Лежандра, что соответствует преимущественному вылету протонов с угловым моментом  $l = 2$ .

Условия проведения эксперимента [80] таковы, что электро-расщепление  $^{12}\text{C}$  определяется  $S1$ - и  $E1$ -мультиполями. Предположение о том, что второй максимум в полном сечении фотопоглощения  $^{12}\text{C}$  вызван вкладом  $E2$ -переходов, не подтверждается результатами [79, 80]. Из этих измерений следует, что доля  $\Sigma_0(E2)$  в полном сечении не превышает 5%. Таким образом, складывается такое впечатление, что в действительности доля сечения  $(\gamma, p_0)$ -реакции в полном  $(\gamma, p)$ -сечении меньше, чем следует из результатов измерений, проведенных в [76]. Однако последние данные исследований  $^{12}\text{C}(\gamma, p_0)^{11}\text{B}$  реакции [116] подтверждают результат [76].

Сечения парциальных переходов в более высокие, чем первое, возбужденные состояния  $^{11}\text{B}$  по данным [76, 77] не противоречат друг другу. Однако точность этих измерений пока низка. В [77] вклады переходов на второе и третье возбужденное состояния не разделялись. Отметим, что суммарное сечение имеет минимум при  $E_\gamma \sim 26$  МэВ.

Результаты расчетов парциальных каналов фоторасщепления  $^{12}\text{C}$  приведены на рис. 11 и в табл. 14. Рисунок 11 отражает результат расчета [37] с силами Жилле-1 (см. табл. 4). Аналогичный расчет с силами Розенфельда ведет к завышению относительной вероятности переходов в возбужденные состояния конечного ядра. Характерно, что результаты расчета для полных сечений фоторасщепления для всех использованных вариантов сил остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия, приведенных в табл. 14, практически совпадают. Парциальные сечения — наиболее чувствительная к параметрам модельных расчетов характеристика фотоядерных реакций.

Сечение перехода в основное состояние хорошо воспроизводится расчетами в схеме ЧСКЯ [37]. Отношение сечений в пиках при  $E_\gamma = 22$  МэВ и  $E_\gamma = 25,5$  МэВ примерно составляет 2 : 1, что соответствует наблюдаемому значению [78, 79]. Согласно расчету [35, 37] в волновой функции состояния, сформировавшего главный пик дипольного резонанса, основной вклад приходится на компоненту  $|(3/2)_1 1d_{5/2}\rangle$ . Около 15—20% вклада в главный максимум полного сечения дает конфигурация  $|(3/2)_2 1d_{5/2}\rangle$  над третьим возбужденным состоянием ядер  $A = 11$ . В волновой функции состояния, сформировавшего второй максимум ( $E^* \sim 25,5$  МэВ), велика роль  $|(3/2)_1 1d_{3/2}\rangle$ -конфигурации.

Переход во второе возбужденное состояние  $^{11}\text{C}$  и  $^{11}\text{B}$  интересен тем, что соответствующие уровни являются дырочными не по отношению к основному состоянию  $^{12}\text{C}$ , а по отношению к уровню  $J^\pi T =$

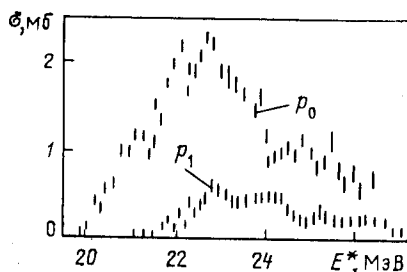


Рис. 12. Результаты измерения  $^{12}\text{C}(e, e'p)$ -реакции [80]:  $\theta_l = 40^\circ$ ;  $\theta_p = 120^\circ$

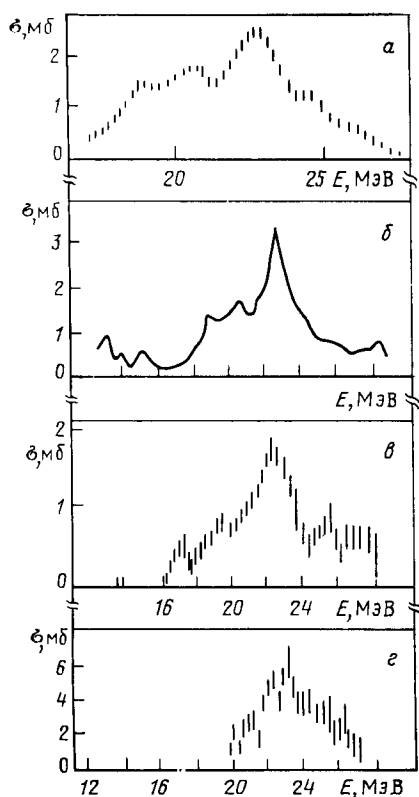


Рис. 13. Результаты измерений парциальных сечений в  $^{14}\text{N}$ ;

$a - (\gamma, n_0)$  [71];  $б - (\gamma, p_0)$  [90];  $в - (\gamma, p_{3,ss})$  [90];  $г - (\gamma, p_{7,ss})$  [90]

$= 2+0$  ( $E^* = 4,4$  МэВ). Такие переходы — результат взаимодействия дипольной и квадрупольной моды колебаний в  $^{12}\text{C}$ .

Анализ парциальных сечений в  $^{12}\text{C}$  показывает, что использование большого базиса для описания распадных характеристик дипольного резонанса является неизменным условием для воспроизведения основных закономерностей фоторасщепления. Модель, включающая в себя состояния непрерывного спектра CSM, но построенная на ограниченном базисе, испытывает большие трудности в интерпретации экспериментальных данных. Модель, учитывающая большое число конфигураций, гораздо полнее отображает наблюдаемую картину.

С другой стороны, анализ парциальных характеристик выявил

критичность результатов к структуре волновой функции индивидуальных резонансов, которые в сильной степени зависят от характера остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия и одночастичных энергий. В легких ядрах еще остается большой произвол как в выборе взаимодействия, так и в выборе одночастичных энергий. Необходима работа по унификации этой части задачи.

Теориям, использующим широкий базис, еще не удалось преодолеть трудности, связанные с чрезмерной концентрацией резонанса в области главного максимума, что еще в большей степени привносит трудности в описание распадных свойств.

Удается количественно анализировать не абсолютные, а относительные характеристики распада, что сильно сужает возможность глубокой проверки теории. Несмотря на все эти трудности, как следует из приведенного материала, даже при современном положении дел парциальные характеристики оказываются более тонким инструментом структуры дипольного резонанса и позволяют проверять многие предсказания теории гораздо глубже, хотя пока и на полуквадратичной основе.



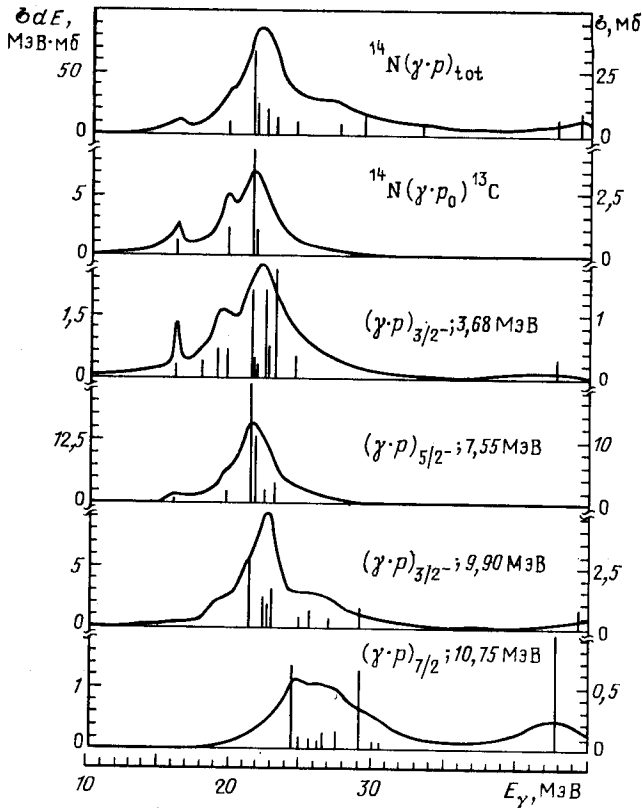


Рис. 14. Парциальные сечения фоторасщепления  $^{14}\text{N}$  — теория BSM ( $1\hbar\omega$ ) [31]

**Ядро  $^{14}\text{N}$ .** Основные результаты исследований [20, 31, 39, 69, 71, 72, 82—90] фоторасщепления  $^{14}\text{N}$  отражены в табл. 15 и рис. 13 и 14. Теория воспроизводит энергетическую зависимость  $(\gamma, p_0)$ -сечения, но максимумы, как и в кривой полного поглощения — рис. 4, оказываются несколько сдвинутыми в сторону меньших энергий.

Большое число парциальных каналов расщепления обусловлено характером разброса  $1p$ -дырочных состояний (см. табл. 8). Их большая ширина разброса обусловлена приближенной реализацией супермультиплетной структуры в этом ядре. Нижняя группа переходов связана с сохранением четверения нуклонов, а верхняя возникает при разрушении четверения. Доли переходов в основное состояние  $^{13}\text{C}$  и  $^{13}\text{N}$  близки и составляют около 15% полного сечения. Энергетическая зависимость сечений  $(\gamma, p_0)$  и  $(\gamma, n_0)$  также подобна.

Согласно измерениям [90], отношение  $\Sigma(\gamma, p_{7.55})/\Sigma(\gamma, p_0) \geq 2$ , что ниже результата расчета в варианте CAL BSM ( $1\hbar\omega$ ) [31]. Расчеты в варианте COP BSM ( $1\hbar\omega$ ) [20] и ЧСКЯ [39] дают более близкие

Таблица 15. Парциальные сечения фоторасщепления ядра  $^{14}\text{N}$ 

Реакция	Состояние конечного ядра, $J^\pi T = 1/2;$ $E, \text{ МэВ}$	Интегральное парциальное сечение, МэВ·мб (%)			
		Эксперимент	Теория		
			[31]	[39]	[20]
$^{14}\text{N}(\gamma, p)^{13}\text{C}$	1/2 <sup>-</sup> , 0	9 [72]; 11 [87]; 20 [82]	19 (5,3)	(8)	(6)
	1/2 <sup>+</sup> ; 3,09	2 [86]			
	3/2 <sup>-</sup> ; 3,68	2,5 [86]; 7 [84]	13 (3,8)	(14,2)	(9,3)
	5/2 <sup>+</sup> ; 3,85	1 [86]			
	5/2 <sup>-</sup> ; 7,55	17 [82]	63 (18)	(12,8)	(16,3)
	1/2 <sup>-</sup> ; 8,88		20 (5,8)	(9,8)	(4,2)
	3/2 <sup>-</sup> ; 9,90		26 (7,5)	—	—
	3/2 <sup>-</sup> ; 11,85	5 [82]	8 (2,4)	(4,8)	(12,3)
	$\Sigma(\gamma, p)$				
$^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$	1/2 <sup>-</sup> , 0	10,2 [71]; 20 [82]	16 (4,6)	(4,9)	(5,0)
	1/2 <sup>+</sup> ; 2,37	2,2 [86]			
	3/2 <sup>-</sup> ; 3,51	6 [82]	11 (3,2)	(10,8)	(7,6)
	5/2 <sup>-</sup> ; 7,38		40 (11,6)	(10,4)	(10,8)
	1/2 <sup>-</sup> ; 8,92		12 (3,4)	(8,1)	(2,0)
	3/2 <sup>-</sup> ; 9,48		13 (3,8)	(4,4)	(4,3)
		$\Sigma(\gamma, n)$	99 [60]		
$^{14}\text{N}(\gamma, d)^{12}\text{C} +$ $+^{14}\text{N}(\gamma, pn)^{12}\text{C}$	0 <sup>+</sup> , 0	—	158 (44)		
	2 <sup>+</sup> ; 4,44	11 [86]	128 (35)		
	$\alpha$ -нестабильные уровни	36 (11) [88]	21 (5,8)		

значения. Чувствительность  $(\gamma, p_2)$ - и  $(\gamma, n_2)$ -сечений к выбору параметров модели связана с тем, что соответствующие состояния  $^{13}\text{C}$  и  $^{13}\text{N}$  не являются дырочными по отношению к основному состоянию  $^{14}\text{N}$ .

Анализ угловых распределений [72, 90] показывает, что в  $(\gamma, p_0)$ -реакции доминируют  $1p_{1/2}^{-1}2s_{1/2}^{-}$  и  $1p_{1/2}^{-1}1d_{3/2}^{-}$ -конфигурации, причем последняя главным образом при  $E_\gamma > 23$  МэВ. В  $(\gamma, p_2)$ -сечении преобладают переходы из  $1p_{3/2}$ -подоболочки.

Теория связывает заселение основного состояния ядер  $^{13}\text{C}$  и  $^{13}\text{N}$  лишь в половине случаев с распадом главного максимума дипольного резонанса. При этом улетающий нуклон имеет квантовые числа  $d_{3/2}$  (см. табл. 10). Заселение уровня  $5/2^-$  связано главным образом с распадом главного максимума и вылетом  $d_{3/2}$ -нуклона.

Все возбужденные состояния  $^{13}\text{N}$  и все, кроме первых трех, состояния  $^{13}\text{C}$ , заселяющиеся в результате распада резонанса в  $^{14}\text{N}$ , нестабильны относительно вылета нуклона. Интенсивность заселения таких состояний велика — более 60 %, как следует из расчетов [31, 39]. В результате интегральное сечение  $\sigma(\gamma, n_{\text{tot}})$  значительно превышает сечение вылета первичных нейтронов.

Кластерные распады  $(\gamma, d)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  и  $(\gamma, 2\alpha)$  из состояний дипольного резонанса, для которых  $T = 1$ , в основное состояние ядер  $A - 2$

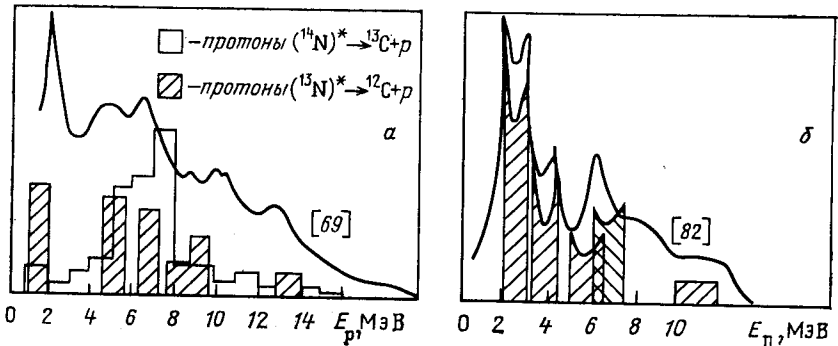


Рис. 15. Спектры фотонуклонов в реакции:  
 а —  $^{14}\text{N}(\gamma, p_{\text{tot}})$  [39, 69]; б — спектр вторичных нейтронов при фоторасщеплении  $^{14}\text{N}$  [39, 82]

и  $A - 4$ ,  $T = 0$  запрещены по изоспину. Доля первичной  $(\gamma, \alpha)$ -реакции составляет не более 2 % полного сечения [88, 89]. Наиболее важным среди  $\alpha$ -каналов является канал  $(\gamma, p\alpha, 3\alpha)$ .

Распадные свойства дипольного резонанса в  $^{14}\text{N}$  рассчитывались в [20, 31, 39]. Полученные в расчетах на полном  $1 \hbar\omega$ -базисе парциальные сечения в основное состояние ядер  $A = 13$  (рис. 14) довольно хорошо воспроизводят экспериментальные данные в области от порога до  $E_\gamma \leq 25$  МэВ. Переходы из области  $E_\gamma > 25$  МэВ в расчете  $(\gamma, n_0)$  и  $(\gamma, p_0)$  не воспроизводятся.

Обратимся теперь к энергетическим спектрам нуклонов. На рис. 15 приведен результат расчета энергетического спектра протонов в подходе ЧСКЯ [39] (гистограмма). Нормировка выбрана так, чтобы экспериментальные данные проходили через гистограмму в точке ее максимума. Теория передает ход энергетической зависимости начиная от  $E_p = 4$  МэВ. В то же время из рис. 15 видны и трудности теории — самая мягкая часть спектра, связанная скорее всего с предравновесными и равновесными процессами, оказывается обедненной. Аналогичная ситуация имеет место и в нейтронном канале.

Как уже отмечалось, вклад вторичного распада при фоторасщеплении  $^{14}\text{N}$  велик. Отметим интересный эффект, который возникает в связи с этим в спектре нуклонов. Форма спектральных пиков вторичных нуклонов (нуклонов от девозбуждения промежуточного ядра) испытывает влияние характера углового распределения пер-

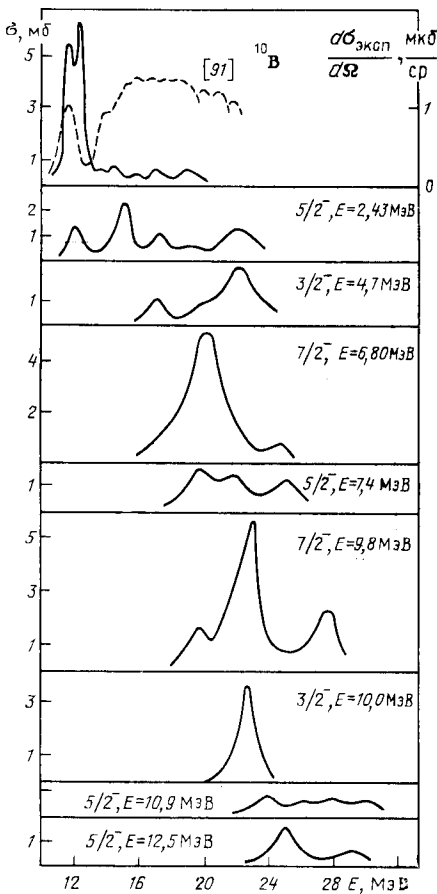


Рис. 16. Парциальные  $(\gamma, p_1)$ -каналы при фоторасщеплении  $^{10}\text{B}$ : теория — [41]; эксперимент — [91]; верхний рисунок —  $\sigma(\gamma, p_0)$

вичных фотонуклонов. Анизотропия их вылета за счет доплеровского сдвига приводит к расщеплению пиков. Рисунок 15, б иллюстрирует [39] эффект на примере учета угловых распределений первичных протонов в спектральной кривой нейтронов. Если  $^{13}\text{C}$  образуется в состояниях  $5/2^-$  и  $1/2^-$ , то вероятность эмиссии  $d$ -протонов больше, чем  $s$ -протонов, что и предопределяет расщепление пиков вторичных нейтронов.

Завершая обсуждение фоторасщепления  $^{14}\text{N}$ , отметим, что богатый спектр парциальных переходов в этом ядре позволил довольно основательно проверить возможности теоретического метода. В целом теория правильно описывает gross-структуру парциальных сечений. Представляется важным следующий шаг в последовательном анализе парциальных сечений — теоретический анализ угловых

распределений на том же базисе  $1 \hbar\omega$ -возбуждений. Не завершено и экспериментальное изучение всех сильных переходов. Более того, абсолютные значения измеренных сечений в ряде случаев различаются между собой значительно, что, конечно, затрудняет однозначную интерпретацию.

**Ядро  $^{10}\text{B}$ .** При распаде дипольных возбуждений ядра  $^{10}\text{B}$  только в результате  $^{10}\text{B}(\gamma, p_0)^9\text{Be}$ -реакции возникает состояние, стабильное относительно дальнейших распадов. Все остальные парциальные каналы фоторасщепления  $^{10}\text{B}$  ведут к многоступенчатым распадам, например  $^{10}\text{B}(\gamma, n_0)^9\text{B}$ ;  $^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + p$ ;  $^8\text{Be} \rightarrow 2\ ^4\text{He}$ . В результате конечными продуктами фоторасщепления по всем каналам, кроме  $(\gamma, p_0)$ , будут  $2\alpha$ -частицы, протон и нейтрон. Данные экспериментов относительно всех парциальных каналов фоторасщепления  $^{10}\text{B}$ , кроме  $(\gamma, p_0)$ , отсутствуют. Сечение и угловые распределения в реакции захвата  $^9\text{Be}(p, \gamma_0)^{10}\text{B}$  [91] даны на рис. 16. Результаты расчета парци-

альных каналов фоторасщепления  $^{10}\text{B}$  в базисе ЧСКЯ [41] приведены на рис. 16 и в табл. 16. Полное сечение фоторасщепления в этом расчете и данные  $\sigma(\gamma, n_{\text{tot}})$  [54] были приведены на рис. 5. Значительная ширина области дипольных возбуждений ядра  $^{10}\text{B}$  связана с разбросом состояний конечных ядер по широкому интервалу энергий возбуждения.

Распределения парциальных сечений  $(\gamma, p_i)$  и  $(\gamma, n_i)$ -реакций очень близки. Главные максимумы дипольных возбуждений ядра

Таблица 16. Парциальные вероятности фоторасщепления ядра  $^{10}\text{B}$  [41]

Реакция $(\gamma, n)$			Реакция $(\gamma, p)$		
Состояния ядра $^9\text{B}$		Парциальные вероятности заселения, %	Состояния ядра $^9\text{Be}$		Парциальные вероятности заселения, %
$E$ , МэВ	$J$		$E$ , МэВ	$J$	
g. s	3/2	6,7	g. s	3/2	7,7
2,36	5/2	4,9	2,43	5/2	4,8
4,70	3/2	4,0	4,70	3/2	4,0
7,00	7/2	10,9	6,80	7/2	10,6
7,4	5/2	5,8	7,4	5/2	5,8
9,8	7/2	8,1	9,8	7/2	8,1
10,0	3/2	1,9	10,0	3/2	2,0
10,9	5/2	2,6	10,9	5/2	2,7
12,5	5/2	2,8	12,5	5/2	2,9
$\Sigma(\gamma, n)$		48,1	$\Sigma(\gamma, p)$		51,9

$^{10}\text{B}$  формируются конфигурациями, построенными на возбужденных состояниях дочерних ядер, главную роль среди которых играет  $7/2$ -состояние. Переходы в эти состояния дочерних ядер формируют максимум сечения при  $E \approx 20$  МэВ. Переходы в основное состояние  $^9\text{Be}$  по данным расчета, происходят главным образом из  $4^-T = 1$  возбужденного состояния с  $E^* = 11$  МэВ. Однако сравнение теоретической кривой с данными реакции захвата показывает, что расчет недооценивает переходы в основное состояние дочерних ядер из области энергий возбуждения 13—20 МэВ.

## 5. ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР СЕРЕДИНЫ И КОНЦА

### 1 p-ОБОЛОЧКИ С $T_0 \neq 0$

Фоторасщепление ядер середины и конца  $p$ -оболочки с  $T_0 \neq 0$  ( $^{13}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{14}\text{C}$ ) происходит с возбуждением двух ветвей дипольного резонанса;  $T_< = T_0$  и  $T_> = T_0 + 1$ . Распад низкоэнергетической части  $T_<$ -ветви — пигми-резонанса — происходит на основное и низшие возбужденные состояния ядра  $A-1$  исключительно по нейтронному каналу с заселением состояний  $T_f = T_0 - 1/2$ . В области энергий возбуждения 22—35 МэВ доминирует  $T_>$ -ветвь резонанса, в резуль-

тате распада которой заселяются состояния конечных ядер с  $T_f = T_0 + 1/2$ .

**Ядро  $^{13}\text{C}$ .** Распределение парциальных сечений фоторасщепления ядра  $^{13}\text{C}$  получено в экспериментах ( $\gamma, N\gamma'$ ) [59], в реакциях радиационного захвата [73] и в ( $\gamma, n_0$ )- и ( $\gamma, n_1$ )-реакциях [74]. Сечения фотонейтронного и фотопротонного расщепления с наибольшей точностью измерены в [55, 56]. Теоретическое исследование парциальных сечений фоторасщепления  $^{13}\text{C}$  проводилось как в BSM [20, 29, 38], так и в CSM [15, 17]. В расчетах на полном базисе, помимо чисто центральных сил остаточных взаимодействий [29], рассмотрен вариант

Т а б л и ц а 17. Парциальные сечения фоторасщепления ядра  $^{13}\text{C}$

Реакция	$E^*$ ядра с $A=12$ , МэВ	J $\pi$ T	Интегральное сечение, МэВ·мб (%)					
			Эксперимент [59]; $\Sigma_\gamma \leq 38$ МэВ	Теория				
				[29] *	[20] *	[38]	[15]	[17]
$(\gamma, n)$	0	0 $^+$ 0	35 (20)	8 (2,5)	11 (3,4)	17 (8)	28,8 (11,9)	39 (15)
	4,44	2 $^+$ 0	8 (5)	26 (8)	32 (10)	17 (8)	50,0 (20,6)	37 (14)
	10,3	0 $^+$ 0	—	13 (4)	6 (2)	—	—	—
	12,7	1 $^+$ 0	—	—	—	7 (3)	17,5 (7,3)	10 (4)
	15,11	1 $^+$ 1	30 (17)	26 (8)	25 (8)	52 (24)	27,5 (11,3)	39 (15)
	16,11	2 $^+$ 1	48 (27)	43 (13)	44 (14)	54 (25)	50,0 (20,6)	68 (26)
$\Sigma(\gamma, n)$			121 (69)	208 (63)	196 (61)	146 (68)	174 (72)	193 (74)
$(\gamma, p)$	0	1 $^+$ 1	25 (14)	26 (8)	22 (7)	34 (15,5)	27,5 (11,2)	24 (9)
	0,95	2 $^+$ 1	30 (17)	36 (11)	46 (14)	36 (16,5)	41,2 (17)	45 (17)
	$\Sigma(\gamma, p)$			55 (31)	122 (37)	122 (38)	70 (32)	68,7 (28,2)
$\Sigma$			176	330	318	216	242,5	262

\* Приведены данные по главным каналам распада ГДР.

сил МК [20, 50]. Результаты исследований парциальных каналов фоторасщепления  $^{13}\text{C}$  отражены в табл. 17. Энергетическое распределение парциальных сечений по данным [59, 74] сравнивается с результатами расчета [29] на рис. 17.

Характерной чертой фоторасщепления  $^{13}\text{C}$  является сложная структура сечения ( $\gamma, n_0$ )-реакции. Помимо нескольких максимумов в области пигми-резонанса, это сечение имеет пик при  $E \approx 20$  МэВ и дает заметный вклад в область энергий возбуждения  $E > 30$  МэВ [59]. Расчеты, проведенные в BSM, занижают долю ( $\gamma, n_0$ ) канала в общем сечении фоторасщепления; учет непрерывного спектра несколько улучшает согласие с экспериментом. Недооценка перехо-

дов в основное состояние ядра  $^{12}\text{C}$  из области высоких энергий возбуждения является общим недостатком всех теоретических расчетов.

Парциальное сечение  $^{13}\text{C}(\gamma, n_1) ^{12}\text{C}(2^+T=0)$ -реакции отражает вероятность возбуждения квадрупольных колебаний остова при фоторасщеплении ядра  $^{13}\text{C}$ . Экспериментальные оценки отношения сечений  $\sigma(\gamma, n_0)$  и  $\sigma(\gamma, n_1)$  расходятся более, чем вдвое (см. разд. 3). Учет связи каналов через непрерывный спектр сильно завышает вероятность  $(\gamma, n_1)$ -канала и предсказывает [15] большой вклад канала в область главного максимума ГДР. Расчеты в BSM приводят к более реалистической картине. Для распределения по энергии

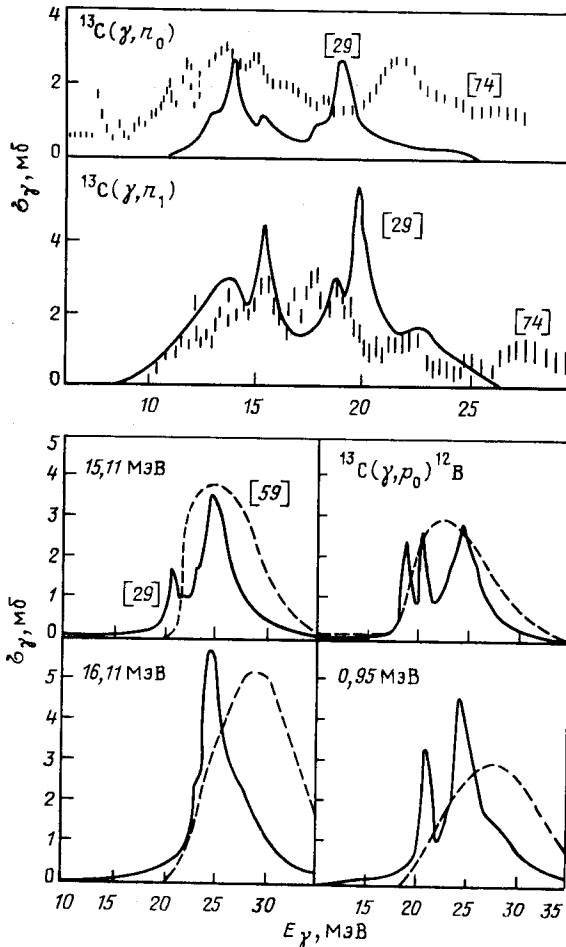


Рис. 17. Парциальные сечения фоторасщепления  $^{13}\text{C}$ : теория — [29] (сплошные кривые); эксперимент — [59, 74]

сечения ( $\gamma, n_1$ ), по данным [74] и результатам расчета [29], характерен разброс по интервалу  $E = 12 \div 22$  МэВ с несколькими максимумами в сечении (рис. 17). Однако по данным ( $\gamma, N\gamma'$ ) [59] сечение в этом канале сконцентрировано при энергиях 11—16 МэВ. Противоречивость результатов относительно  $^{13}\text{C}$  ( $\gamma, n_1$ )-сечения требует более тщательного исследования этого канала фоторасщепления для широкой области энергий возбуждения.

Характерной особенностью сечений фоторасщепления ядра  $^{13}\text{C}$  является узкий максимум при энергии возбуждения 20 МэВ. BSM [29, 38, 57] хорошо воспроизводит этот пик, интерпретируя его как возбуждение с  $T = 1/2$ , хотя в некоторых вариантах расчета (ЧСКЯ с силами смешивания Розенфельда [38] и [58]) часть дипольной силы в этом максимуме относится к  $T = 3/2$ -ветви. Согласно расчетам [29] распад дипольных возбуждений, сосредоточенных при  $E \cong 20$  МэВ, должен происходить как по нейтронным каналам расщепления, так и с меньшей вероятностью по протонным каналам, что соответствует результатам [55, 56].

Распады дипольных возбуждений  $^{13}\text{C}$  в состоянии дырочных ядер с  $T_f = 1$  происходят главным образом с заселением уровней  $1^{+T} = 1$  ( $E = 15,11$  МэВ) и  $2^{+T} = 1$  ( $E = 16,11$  МэВ) ядра  $^{12}\text{C}$  и их изобар-аналогов (с  $E = 0$  и  $E = 0,95$  МэВ) в ядре  $^{12}\text{B}$ . Расчеты как в полном  $1 \hbar\omega$ -базисе [29] рис. 17, так и в подходе ЧКСЯ [38] воспроизводят gross-структуру парциальных сечений этих каналов по крайней мере на уровне 20 % точности измерений [59].

**Фоторасщепление  $^{15}\text{N}$ .** Парциальные фотонейтронные сечения расщепления  $^{15}\text{N}$  измерялись как в основное [68], так и в возбужденные состояния [70]  $^{14}\text{N}$ . В фотопротонном канале также выделены переходы в основное [75, 92] и возбужденные [70, 75] состояния  $^{14}\text{C}$ . Переход в основное состояние  $^{14}\text{C}$  выделен [93] и в реакции электро-расщепления  $^{15}\text{N}$ . Имеется ряд работ по обратным реакциям —  $^{14}\text{C}$  ( $p, \gamma_0$ )  $^{15}\text{N}$  [94],  $^{14}\text{N}$  ( $p, \gamma_0$ )  $^{15}\text{O}$  [52, 95] и  $^{14}\text{N}$  ( $n, \gamma_0$ )  $^{15}\text{N}$  [96]. Имеются экспериментальные данные о дейтронном [93] и тритонном каналах расщепления  $^{15}\text{N}$  [70].

Парциальное интегральное сечение по каналу  $^{15}\text{N}$  ( $\gamma, ^3\text{H}$ )  $^{12}\text{C}$  (4,4 МэВ) составило [70] 7 МэВ·мб в интервале энергий возбуждения вплоть до  $E^* = 35$  МэВ, а по каналу  $^{15}\text{N}$  ( $\gamma, d$ )  $^{13}\text{C}_{g.s}$  —  $(1,0 \pm \pm 0,3)$  МэВ·мб вплоть до  $E^* = 25$  МэВ.

Серия работ выполнена по обратным фотоядерным реакциям, вызванным легкими ионами:  $^{13}\text{C}$  ( $d, \gamma$ )  $^{15}\text{N}$  [96, 97],  $^{12}\text{C}$  ( $^3\text{H}, \gamma$ )  $^{15}\text{N}$  [98],  $^{12}\text{C}$  ( $^3\text{He}, \gamma$ )  $^{15}\text{N}$  [99] и  $^{11}\text{B}$  ( $\alpha, \gamma$ )  $^{15}\text{N}$  [100].

Уровни ядер  $^{14}\text{N}$  и  $^{14}\text{C}$ , которые заселяются наиболее интенсивно в результате фоторасщепления  $^{15}\text{N}$  по нуклонному каналу, приведены в табл. 9. Обращает на себя внимание резкое противоречие между результатами двух измерений сечения в ( $\gamma, p_{7,01}$ )-канале. Следует заметить, что хотя используемая в [75] методика позволяла выявить сечение, связанное с ( $\gamma, p_{8,32}$ )-каналом, но это не было сделано. Вполне вероятно, что это сечение приплюсовано к сечению



( $\gamma$ ,  $p_{7,01}$ ). Но и в таком случае противоречие между двумя измерениями не снимается.

Уровни  $J^{\pi}T = 2^{+1}$  с энергиями  $E^* = 7,01$  МэВ и  $E^* = 8,32$  МэВ ядра  $^{14}\text{C}$  интересны тем, что оболочечная конфигурация  $|s^4p^{10} \ ^{31}D_2\rangle$  ( $|p_{3/2}^{-1} p_{1/2}^{-1}\rangle$  в представлении  $j - j$ -связи) разделилась между ними почти поровну, о чем, в частности, свидетельствуют спектроскопические факторы (см. табл. 9). Та же ситуация складывается и в  $^{14}\text{N}$  для уровней с теми же квантовыми числами ( $E^* = 9,17$  МэВ и  $E^* = 10,43$  МэВ). В  $^{14}\text{N}$  оба уровня лежат выше порога последующего распада по протонному каналу, а в  $^{14}\text{C}$  один из них связан; другой находится чуть выше (на 150 кэВ) нейтронного порога.

Согласно расчетам [33, 34]  $T_{<}$ -ветвь резонанса в  $^{15}\text{N}$  распадается преимущественно (приблизительно в 70 % случаев) на уровни ядра  $^{14}\text{N}$  с изоспином  $T_f = 0$ . Оставшиеся 30 % приходятся на уровни ядра  $^{14}\text{C}$  (протонный канал) и  $^{14}\text{N}$  с изоспином  $T_f = 1$  в отношении  $\approx 4 : 1$ . Геометрический фактор приводит к отношению  $2 : 1$ . Но поскольку протонный порог ниже нейтронного, а орбитальный момент большинства вылетающих нуклонов  $l = 2$ , то отношение отклоняется от геометрического значения. На уровни отрицательной четности ядра  $^{14}\text{C}$  за счет эффекта стряхивания приходится согласно расчетам [33, 34] около 10 % интегрального сечения  $T_{<}$ -ветви и не более 15 % всего резонанса. Экспериментальные данные [70] также свидетельствуют о слабом заселении таких состояний.

Парциальные сечения на уровни с  $T_f = 0$  ядра  $^{14}\text{N}$  приведены на рис. 18 совместно с рассчитанным сечением полного поглощения в  $T_{<}$ -ветви. Из расчета следует, что в области возбуждения ядра  $^{15}\text{N}$  от 21 до 25 МэВ сосредоточено более половины интегрального сечения  $T_{<}$ -ветви. Однако в канале ( $\gamma$ ,  $n_0$ ) высокоэнергетическая часть спектра очень бедна и не соответствует наблюдаемой картине. Повторяется та же ситуация, которая имела место в  $^{13}\text{C}$ .

Высокоэнергетическая область возбуждения ядра с изоспином  $T_{<}$  генеалогически сильнее связана с возбужденными состояниями  $^{14}\text{N}$ . Экспериментальные данные также указывают на такой эффект. Однако точность измерений, которая не выше 30 %, не позволяет сделать более определенные выводы. Рассмотренные три уровня вбирают в себя половину сечения полного поглощения, принадлежащего на  $T_{<}$ -ветвь (теория [33, 34]). Поэтому переходы на них в значительной степени отражают структуру  $T_{<}$ -ветви резонанса в  $^{15}\text{N}$ . В связи с этим представляется важным проведение новых измерений переходов на возбужденные состояния  $^{14}\text{N}$  с  $T_f = 0$  с лучшей точностью, что будет способствовать выявлению высокоэнергетической части  $T_{<}$ -ветви дипольного резонанса.

Перейдем теперь к рассмотрению характера заселения уровней с  $T_f = 1$  в  $^{14}\text{N}$  и уровней ядра  $^{14}\text{C}$ . Парциальные сечения в канале ( $\gamma$ ,  $p$ ) на три уровня ядра  $^{14}\text{C}$  (основное состояние,  $J^{\pi}T = 2^{+1}$ ,  $E^* = 7,01$  МэВ и  $J^{\pi}T = 1^{+1}$ ,  $E^* = 10,7$  МэВ) приведены на рис. 19. На рис. 19, а приведено сечение фотопротонной реакции, пересчитан-

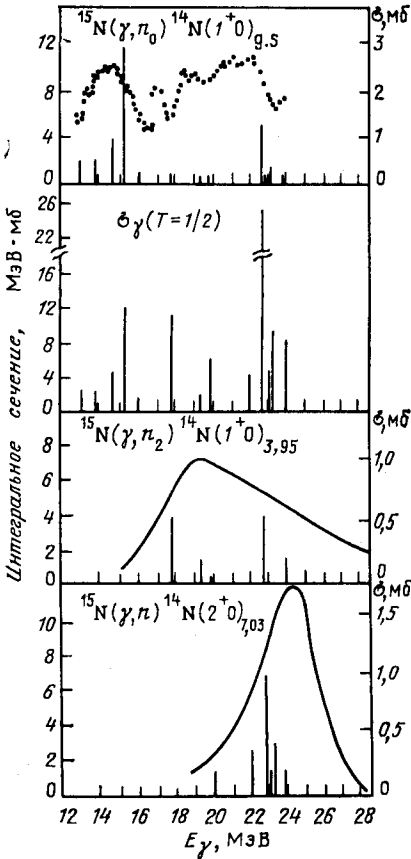


Рис. 18. Парциальные сечения фото-расщепления  $^{15}\text{N}$  на уровни ядра  $^{14}\text{N}$  с  $T_f = 0$ :

теория (вертикальные линии) — [33, 34]; эксперимент — точки [68, 70], сплошные кривые [70]

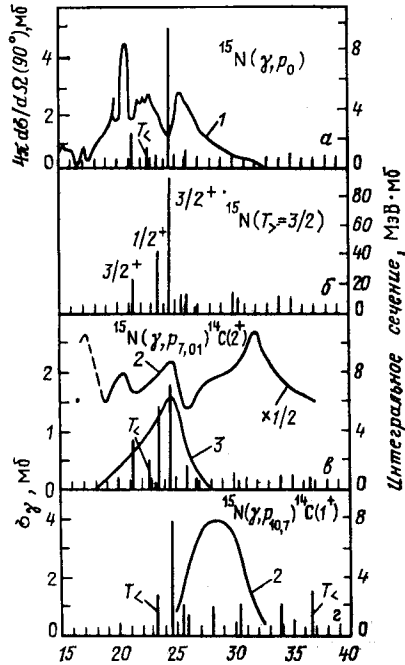


Рис. 19. Парциальные сечения фото-расщепления  $^{15}\text{N}$  на уровни ядер  $^{14}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$  с  $T_f = 1$ :

1 — [95]; 2 — [75]; 3 — [70]

ное [95] из экспериментальных данных по обратной  $(p, \gamma_0)$ -реакции.

Максимум в сечении  $(\gamma, p_0)$ -реакции оказался расположенным при энергии возбуждения  $E^* = 24,4$  МэВ и обусловлен распадом состояния, сформировавшего главный максимум в сечении полного поглощения.

На рис. 19, в приведено парциальное сечение на уровень  $J^\pi T = 2^+ 1$ ,  $E = 7,01$  МэВ в ядре  $^{14}\text{C}$ . Экспериментальные данные противоречивы. Из расчета [33, 34] следует, что максимум в  $(\gamma, p_{7,01})$ -сечении связан с распадом состояния, сформировавшего главный максимум в сечении полного поглощения и состояния  $J^\pi T = 1/2^+ 3/2$ , расположенного несколько ниже по энергии. На рис. 19, г — парци-

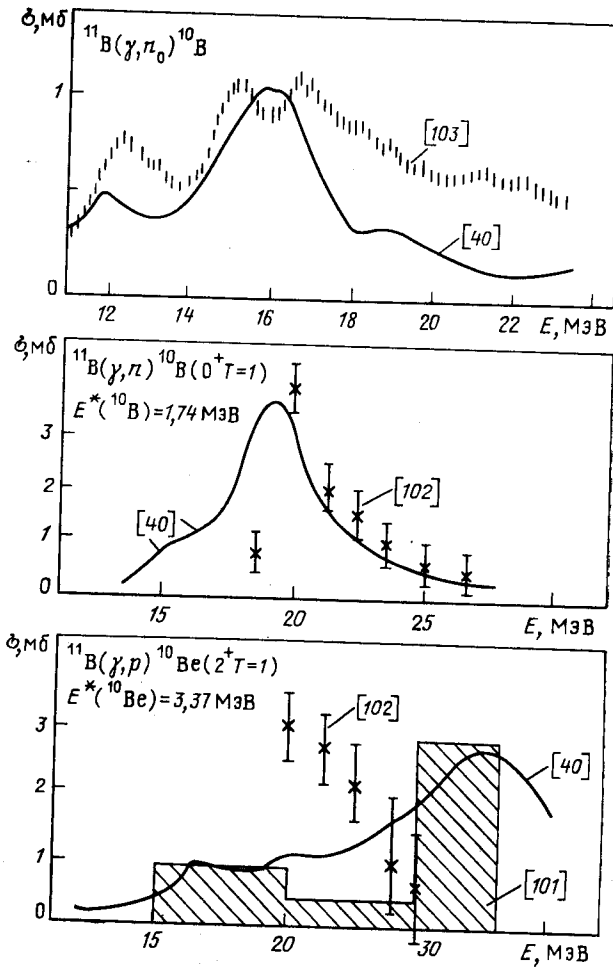


Рис. 20. Парциальные сечения фоторасщепления  $^{11}\text{B}$ : теория — [40], (сплошные кривые); эксперимент — [101—103]

альное сечение [75] на уровень  $J^{\pi T} = 1^+1$ ,  $E = 10,7$  МэВ и результат расчета [33, 34]. Теория снова связывает максимум с расходом состояния, сформировавшего главный максимум в сечении полного поглощения. Наблюдаемый максимум находится на 4 МэВ выше.

**Ядро  $^{11}\text{B}$ .** Данные о парциальных сечениях фоторасщепления ядра  $^{11}\text{B}$  из экспериментов [101, 102] и результаты расчета в базе ЧСКЯ [40] приведены на рис. 20. В табл. 18 дано распределение полного сечения фоторасщепления по интервалам энергий возбуждения, полученное в этом расчете для различных спинов и изоспинов дипольного возбуждения  $^{11}\text{B}$ . В табл. 19 приведены уровни дочерних

Таблица 18. Распределение сечения фотопоглощения по состояниям дипольного возбуждения  $^{11}\text{B}$ , МэВ·мб [40]

$E_1 - E_2$ , МэВ	$J_f=1/2$		3/2		5/2		$\Sigma$
	$T_f=1/2$	3/2	1/2	3/2	1/2	3/2	
$E < 14,5$	0,1	1,67	3,0	0	4,28	0	9,05
14,5—17,5	2,5	0	1,32	0	3,57	0	7,39
17,5—21,0	0,92	0,25	1,33	3,04	0,40	9,55	15,18
21,0—30,0	0,11	5,35	7,96	25,58	4,10	27,78	70,88
$E > 30$	5,38	0,98	6,83	3,72	23,65	14,84	55,40
$\Sigma$	9,01	8,25	20,43	32,34	35,70	52,17	157,9

ядер  $^{10}\text{B}$  и  $^{10}\text{Be}$ , которые наиболее интенсивно заселяются при фото-расщеплении  $^{11}\text{B}$ . «Рыхлость» структуры основного состояния этого ядра проявляется в широком спектре дырочных состояний и соответственно в наличии большого числа парциальных каналов фото-расщепления.

Переходы в  $T = 0$  состояния ядра  $^{10}\text{B}$  связаны с распадом  $T = 1/2$ -ветви дипольного резонанса, которая в случае ядра  $^{11}\text{B}$  распределена по всему интервалу энергий дипольного возбуждения (рис. 9). Распад  $T = 1/2$ -ветви ГДР в области энергий выше 20 МэВ происходит согласно [40] преимущественно на возбужденные  $T = 0$  состояния  $^{10}\text{B}$ . Сравнение данных  $\sigma(\gamma, n_0)$  [103] и результатов расчета (рис. 20) показывает, что теория недооценивает смешивание дипольных возбуждений, связанных с различными дырочными состояниями, и вследствие этого дает заниженную оценку сечения  $\sigma(\gamma, n_0)$  реакции в области  $E > 19$  МэВ. Данные о заселении  $2^+T = 0$  состояния  $^{10}\text{B}$  ( $E = 3,59$  МэВ), полученные в  $(\gamma, p\gamma')$ ,  $(\gamma, n\gamma')$  экспериментах [101, 102], противоречивы и требуют уточнения. Результат расчета в ЧСКЯ соответствует распределению [101]— парциальное сечение распределено по широкому интервалу энергий от 15 до 30 МэВ, не имеет резких пиков и проходит через минимум при  $E = 20 \div 25$  МэВ.

Таблица 19. Распределение парциальных сечений распада дипольных возбуждений ядра  $^{11}\text{B}$  (энергия возбуждения  $E < 30$  МэВ), МэВ·мб [40]

Конечное ядро	$J\pi$	$T$	$E$ , МэВ	$\Sigma_i$	Конечное ядро	$J\pi$	$T$	$E$ , МэВ	$\Sigma_i$
	1+	0	0,72	6		0+	1	1,74	9
	1+	0	2,15	6		2+	1	5,17	21
	2+	0	3,59	4	$^{10}\text{Be}$	0+	1	0	9
	2+	0	5,92	1		2+	1	3,37	20

Распады на уровни  $T = 1$  конечных ядер происходят в основном из  $T = 3/2$ -ветви, хотя вклад  $T = 1/2$ -ветви оказывается существенным при  $E = 15 \div 17$  МэВ. Для переходов в  $0^+T = 1$ -состояние расчет хорошо воспроизводит данные  $^{11}\text{B}(\gamma, n_{1,74})^{10}\text{B}$ -реакции [102] (рис. 20). Эта же кривая соответствует ходу парциального сечения  $(\gamma, p_0)$ . Практически вся интенсивность распада на этот уровень связана с возбуждением  $5/2^+T = 3/2$  ( $E = 19,2$  МэВ).

Переходы в  $2^+T = 1$ -состояние ядра  $^{10}\text{Be}$  ( $E = 3,37$  МэВ) согласно данным эксперимента [101] и расчета [40] имеют максимум при  $E = 25 \div 28$  МэВ. Эксперимент [102], напротив, указывает на пик в этом парциальном сечении при  $E = 20$  МэВ. Противоречивость этих данных связана со сложностью получения информации о парциальных сечениях в случаях, когда уровни дочерних ядер разделены малыми энергетическими интервалами, и указывает на необходимость проведения более прецизионных экспериментов.

**Ядро  $^{14}\text{C}$ .** Поглощение  $\gamma$ -квантов ядром  $^{14}\text{C}$  ведет к дипольным возбуждениям с изоспином  $T = 1$  и  $T = 2$  (см. рис. 2). Основное состояние ядра  $^{14}\text{C}$ —изобар-аналогов возбужденного  $0^+T=1$ ,  $E = 2,31$  МэВ состояния ядра  $^{14}\text{N}$ . Главные ветви фотовозбуждения с  $T = 2$  для этих двух состояний идентичны. Различие функций фотовозбуждения связано только с ветвями  $T < : T = 1$  для ядра  $^{14}\text{C}$  и  $T = 0$  для возбужденного ( $E = 2,31$  МэВ) уровня ядра  $^{14}\text{N}$ .

Отношение сечений возбуждения для изоспиновых ветвей близко к отношению соответствующих геометрических факторов. Существенно, что структура этих резонансных кривых не сходна со структурой кривой фотовозбуждения над основным состоянием ядра  $^{14}\text{N}$  и сдвиг максимумов кривых не равен энергии возбуждения базисного состояния.

Вероятность распада дипольного резонанса в ядре  $^{14}\text{C}$  по  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, 2n)$ -каналам почти на два порядка превышает вероятность распада с вылетом заряженных частиц. Результаты расчета [31] распределения фоторасщепления по каналам приведены в табл. 20.

Таблица 20. Распределение вероятностей фоторасщепления ядра  $^{14}\text{C}$  [31] по состояниям конечных ядер

Конечное ядро $J^{\pi}T$	$^{13}\text{C}$					$^{12}\text{C}$		Нестабильные уровни
	1/2 <sup>-</sup> 1/2	3/2 <sup>-</sup> 1/2	5/2 <sup>-</sup> 1/2	7/2 <sup>-</sup> 1/2	3/2 <sup>-</sup> 3/2	0 <sup>+</sup> 0	2 <sup>+</sup> 0	
$E, \text{ МэВ}$	0	3,68	7,55	10,75	15,11	0	4,44	
Доля интегрального сечения, %	11,3	12,6	7,0	4,8	37	4,3	17,0	6,6

Сильно коллективизированный главный максимум ГДР ( $E \approx 26$  МэВ) распадается преимущественно на уровень ядра  $^{13}\text{C}$   $3/2^- T = 3/2$ ,  $E = 15,1$  МэВ, который далее распадается по нейтронному ( $\gamma, n_1$ )-каналу ( $^{13}\text{C}$ )\*  $\rightarrow n + ^{12}\text{C}_{4,43}$  или с меньшими ширинами по ( $\gamma, n_0$ )-каналу и каналам с испусканием  $\gamma$ -квантов.

## 6. ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР $^7\text{Li}$ и $^9\text{Be}$

Результаты расчета [20] парциальных сечений фоторасщепления  $^7\text{Li}$  по нуклонному каналу в варианте COP BSM ( $1 \hbar\omega$ ) приведены в табл. 21. Там же приведены и результаты различных измерений. Характерная черта фоторасщепления  $^7\text{Li}$  по нуклонному каналу — большое число уровней  $^6\text{Li}$  и  $^6\text{He}$ , заселяющихся примерно с равной вероятностью.

В  $^7\text{Li}$  низкоэнергетическая ветвь резонанса (пигми-резонанс) сформирована переходами  $1p$ -нуклона в  $2s$ - или  $1d$ -оболочку. Последующий вылет нуклона с  $l = 0$  или 2 приводит к заселению уровней положительной четности  $^6\text{Li}$  и  $^6\text{He}$ , большинство из которых нестабильно относительно последующего вылета нуклона или дейтрона. Конечным продуктом распада пигми-резонанса является  $\alpha$ -частица в сопровождении нуклонов или нуклона и дейтрона.

Ветвь дипольного резонанса, расположенная в области больших энергий возбуждения, сформирована переходами нуклона из  $1s$ - в  $1p$ -оболочку. Последующий вылет  $1p$ -нуклона приводит к заселению высоковозбужденных состояний ядер  $^6\text{Li}$  и  $^6\text{He}$  отрицательной четности. Среди этих состояний интересна группа с энергией около 20 МэВ, на которую приходится около 25 % сечения полного поглощения. Структура волновой функции этой группы уровней такова, что следует ожидать интенсивного распада  $^6\text{Li}$  на  $^3\text{He} + ^3\text{H}$  и  $^6\text{He}$  на  $^3\text{H} + ^3\text{H}$ . Таким образом, высокоэнергетическая ветвь резонанса в  $^7\text{Li}$  претерпевает звездный распад, но среди продуктов нет  $\alpha$ -частиц.

Преимущественно звездный характер расщепления  $^7\text{Li}$  приводит к необходимости постановки совпадательных экспериментов. В настоящее время выполнен ряд таких измерений [107]. При этом фиксировалось совпадение только двух частиц. Однако необходима более детальная количественная информация об энергетических и угловых характеристиках. В теоретическом плане важную роль могли бы сыграть расчеты в рамках уравнений Фаддеева с запрещенными состояниями [108, 109], позволяющие учесть в каналах  $\gamma + ^7\text{Li} \rightarrow ^3\text{H} + ^3\text{H} + p$  и  $\gamma + ^7\text{Li} \rightarrow ^3\text{He} + ^3\text{H} + n$  взаимодействие частиц в конечном состоянии.

Супермультиплетная структура уровней  $^9\text{Be}$  и  $^8\text{Be}$  сильно влияет на характер распада фотоядерного резонанса в  $^9\text{Be}$ . Доминирующая компонента волновой функции основного состояния  $^9\text{Be}$   $1s^4 1p^5$  [441] (см. табл. 2). Входными состояниями, формирующими каркас дипольного резонанса, являются состояния со схемами Юнга [441]  $T =$

Таблица 21. Фоторасщепление  ${}^7\text{Li}$  по нуклонному каналу в BSM ( $1\hbar\omega$ )-подходе в варианте COP [20]

Канал ( $\gamma, n$ )					Канал ( $\gamma, p$ )			
Конечное состояние		Парциальное сечение		Последующий распад	Конечное состояние $E^*, \text{МэВ}$	Парциальное сечение		Последующий распад
J $\pi$ T	$E^*, \text{МэВ}$	МэВ·мб	%			МэВ·мб	%	
1 $^+$ 0	0	5,8	5	—	—	—	—	—
3 $^+$ 0	2,18	7,9	7	—	—	—	—	—
0 $^+$ 1	3,56	2,0 [86]	—	$\alpha + d$	—	—	—	—
		6,4	6	$\gamma$	0	4,3	4	$\beta$
		5,0 [86]	—	—	—	14,4 $\pm$ 6 [105]	—	—
		11 $\pm$ 3 [104]	—	—	—	15 [106]	—	—
2 $^+$ 0	4,31	5,8	5	—	—	—	—	—
2 $^+$ 1	5,37	9,6	8	$\alpha + d$	—	—	—	—
1 $^+$ 0	5,65	0,7	1	$\gamma$	1,80	8,2	7	$\alpha + 2n$
					—	—	—	—
Остальные уровни положительной четности (10—17 МэВ)		9	8	$\alpha + np$	—	2	2	$\alpha + 2n$
Сумма по всем уровням положительной четности		45	39	—	—	14	12	—
2 $^-$ 1	19,9	18	16	${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$	17,9	7	6	${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$
1 $^-$ 1	20,8	5	4					
Остальные уровни отрицательной четности		19	17	—	—	5	4	—
Сумма по всем уровням отрицательной четности		42	37	—	—	13	11	—
Сумма по всем уровням		87	76	—	—	27	24	—

$= 1/2$ , [432]  $T = 1/2$  и  $3/2$ , [4311]  $T = 1/2$  и  $3/2$ . Распад дипольного резонанса в основное и возбужденные состояния вплоть до энергии возбуждения 16 МэВ (схема Юнга волновой функции этих состояний имеет вид [44]) ядра  ${}^8\text{Be}$  может происходить только за счет конфигураций со схемой Юнга [441]. Но роль этой конфигураций в формировании дипольного резонанса невелика [110]. Поэтому три первых уровня  ${}^8\text{Be}$  заселяются слабо.

Распад дипольного резонанса в  ${}^9\text{Be}$  связан главным образом с заселением высоковозбужденных состояний (начиная с 16,6 МэВ) ядра  ${}^8\text{Be}$ . Последующий распад приводит к вылету нуклонов, дейтронов или  $\alpha$ -частиц. Эти каналы детально рассмотрены в [110—112] (см. также [6]).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели детально энергетическую зависимость сечений полного фотопоглощения и парциальных фотонуклонных сечений как с точки зрения теории, так и с точки зрения экспериментального материала. Современные модели, использующие широкий базис для построения волновых функций состояний ГДР, в целом качественно неплохо описывают имеющиеся экспериментальные данные по полному поглощению. Все модели дают практически одинаковую gross-структуру спектра полного поглощения. Экспериментальные данные не позволяют сделать выбор между теми или иными вариантами расчета. Однако во всех случаях теория переоценивает концентрацию сил дипольного резонанса. Этот факт требует дальнейших усилий по включению нового источника разброса. Ими могут служить  $2\hbar\omega$ -возбуждения. Чтобы реализовать такую программу в ядрах  $1p$ -оболочки последовательно, нам представляется, что наиболее целесообразно исходить из варианта ЧСКЯ-теории и подключить высшие возбуждения, используя, например, технику силовой функции, предложенную в [113].

Как следует из проведенного анализа, изучение парциальных сечений позволило сделать следующий важный шаг в изучении и понимании природы дипольного резонанса. Теория в целом ряде случаев воспроизводит основные закономерности, полученные на эксперименте. Естественно, что на более глубоком уровне возник ряд проблем, которые требуют своего понимания и объяснения. Это в первую очередь связано с закономерностями заселения основного состояния, характером распада пигми-резонанса и рядом других. Конечно, современное состояние теории еще не позволяет охватить на микроскопическом уровне многие важные аспекты описания распадных свойств резонанса, в частности роли предравновесных и равновесных процессов. В полной мере представляется важным исследовать на этом уровне и роль  $2\hbar\omega$ -возбуждений.

Следует отметить, что во многих случаях результаты измерений, выполненных в разных лабораториях, резко противоречат друг дру-



гу. Представляется важным проведение более систематических исследований парциальных сечений.

В последнее время стали появляться данные об угловых распределениях нуклонов в парциальных переходах. Этот вопрос не затрагивался в настоящем обзоре. В модели оболочек в варианте BSM эта характеристика почти не проанализирована. Конечно, возможности BSM здесь ограничены — интерференционные эффекты, которые усложняют картину, здесь учесть не удается. Тем не менее представляется важным рассмотрение такой характеристики даже с такими ограничениями.

Теория, базирующаяся на CSM, эти эффекты, конечно, учитывает. Но в ней остро стоит проблема разброса резонанса. Один из шагов по учету такого разброса связан с использованием оптического потенциала. Но, как показывают анализы парциальных спектров, необходимо включение ряда сильных состояний непосредственно.

Завершая обзор, отметим, что сделан важный шаг в описании распадных свойств дипольного резонанса. Но этот шаг в то же самое время выдвинул ряд новых проблем. Последующие исследования должны дать на них ответы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. — В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М.: Наука, 1962, с. 486; Phys. Lett., 1964, v. 10, p. 180.
2. Neudachin V. G., Orlin V. N. — Nucl. Phys., 1962, v. 31, p. 338.
3. Эрамжян Р. А. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1964, т. 28, с. 1181.
4. Шевченко В. Г. — В кн.: Тр. Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях. М.: Наука, 1967, т. 3, с. 206.
5. Неудачин В. Г. — Там же, с. 351.
6. Ишханов Б. С. и др. — ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 905; 1983, т. 14, с. 286.
7. Cardman L. S. — Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 473c.
8. Hanna S. S. — Lect. Notes in Phys., 1977, v. 108, p. 288.
9. Dixon J. M. — Proc. Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. Asilomar, 1973, p. 727.
10. Bergere R. — Lect. Notes in Phys., 1977, v. 61, p. 1.
11. Егер Х. У., Киссенер Х. Р., Эрамжян Р. А. — В кн.: Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. М.: Наука, 1973, с. 63.
12. Balashov V. V. e.a. — Nucl. Phys. A, 1969, v. 129, p. 369.
13. Mahaux C., Weidenmüller H. A. Shell-Model Approach to Nuclear Reactions. Amsterdam, 1969.
14. Роттер И. и др. — ЭЧАЯ, 1975, т. 6, с. 435.
15. Hohn J., Barz H. W., Rotter I. — Nucl. Phys. A, 1979, v. 330, p. 109.
16. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
17. Marangoni M., Ottaviani P. L., Saruis A. M. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 277, p. 239.
18. Cohen S., Kurath D. — Nucl. Phys., 1965, v. 73, p. 1; 1967, v. 101, p. 1.
19. Бояркина А. Н. Структура ядер  $p$ -оболочки. М.: Изд-во МГУ, 1973.
20. Kisseener H. R. — Dr. Sc. Thesis, Techn. Univ. Dresden, 1981.
21. Сакаев Р. А., Эрамжян Р. А. — Сообщения ОИЯИ P2-9610, Дубна, 1976.

22. Vergados J. D.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 239, p. 271.  
 23. Cooper B. S., Eisenberg J. M.— Nucl. Phys. A, 1968, v. 14, p. 184.  
 24. Aswad A., Kissener H. R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 208, p. 61.  
 25. Kissener H. R., Eramzhyan R. A.— In: Proc. Intern. Conf. on Nucl. Phys. with Electromagnetic Interactions. Vol. 2. Mainz, 1979, 1. 20.  
 26. Teeters W. D., Kurath D.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 283, p. 1.  
 27. Rowe D. J., Wong S. S. M.— Ibid., 1970, v. 153, p. 561.  
 28. Ohtsuka N.— Ph. D. Thesis, Osaka University, 1978.  
 29. Kissener H. R., Aswad A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 219, p. 601.  
 30. Jäger H. U., Kissener H. R., Eramzhyan R. A.— Ibid., 1971, v. 171, p. 16, p. 584.  
 31. Kissener H. R., Eramzhyan R. A., Jäger H. U.— Ibid., 1973, v. 207, p. 78.  
 32. Kissener H. R., Eramzhyan R. A.— Ibid., 1979, v. 326, p. 289.  
 33. Жусупов М. А., Эрамжян Р. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1969, т. 33, с. 730.  
 34. Карапетян В. В., Жусупов М. А., Эрамжян Р. А.— Сообщения ОИЯИ Р4-3177, Дубна, 1967.  
 35. Гончарова Н. Г., Юдин Н. П.— ЯФ, 1970, т. 12, с. 725; Phys. Lett., 1969, v. B29, p. 272.  
 36. Birkholz J.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 189, p. 385.  
 37. Goncharova N. G.— Czech. J. Phys., 1982, v. B32, p. 225.  
 38. Гончарова Н. Г., Саргиян Г. С.— Вестн. МГУ, 1972, т. 13, с. 118.  
 39. Гончарова Н. Г.— ЯФ, 1972, т. 15, с. 242.  
 40. Гончарова Н. Г., Ишханов Б. С., Мокеев В. И.— ЯФ, 1982, т. 35, с. 43.  
 41. Гольцов А. Н., Гончарова Н. Г.— ЯФ, 1983, т. 38, с. 1410.  
 42. Gillet V., Vinh-Mau N.— Nucl. Phys., 1964, v. 54, p. 324.  
 43. Gillet V., Sanderson E. A.— Ibid., p. 472.  
 44. Millener D. J., Kurath D.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 255, p. 315.  
 45. Jäger H. U., Kirchbach M.— Ibid., 1977, v. 291, p. 52.  
 46. Ahrens J. e.a.— Ibid., 1975, v. 251, p. 479.  
 47. Bezić N. e.a.— Ibid., 1969, v. 128, p. 426.  
 48. Черкасов А. С.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 639; Аркатов Ю. М. и др.— Там же, 1974, т. 19, с. 1172.  
 49. Saruis A. M., Marangoni M.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 132, p. 433, p. 649.  
 50. Kirchbach M., Kissener H. R.— ZfK K-336, 1977, Rossendorf, p. 111.  
 51. Dehesa J. S.— Ph. D. Thesis, 1978, Rheinischen F. W. Universität zu Bonn.  
 52. Weller H. R. e.a.— Phys. Rev. C, 1976, v. 13, p. 922.  
 53. Hughes R. J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 245, p. 147; Nucl. Phys. A, 1975, v. 238, p. 189.  
 54. Kneissl U. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 264, p. 30.  
 55. Jury J. W., Berman B. L. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 1684.  
 56. Zubanov D. e.a.— Phys. Rev. C, 1983, v. 27, p. 1957.  
 57. Albert D. J. e.a.— Ibid., 1977, v. 16, p. 503.  
 58. Easlea B. R.— Phys. Lett., 1962, v. 1, p. 163.  
 59. Patrick B. H. e.a.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1975, v. 1, p. 874.  
 60. Jury J. W. e.a.— Phys. Rev. C, 1982, v. 26, p. 777.  
 61. Arenhövel H.— Lect. Notes. in Phys., 1979, v. 108, p. 159.  
 62. Буркова Н. А., Жусупов М. А. Физика высоких энергий и вариации космических лучей. Алма-Ата, 1982, с. 50.  
 63. Källne J., Hagberg E.— Phys. Ser., 1971, v. 4, p. 151.  
 64. Townner I. S.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 126, p. 97.  
 65. Snelgrove J. L. e.a.— Phys. Rev., 1969, v. 187, p. 1259.  
 66. Taketani H. e.a.— Phys. Lett. B, 1968, v. 27, p. 625.  
 67. Parish L. J. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 876.  
 68. Watson J. D. e.a.— Ibid., 1983, v. 27, p. 506.  
 69. Kosiek R. e.a.— Phys. Lett., 1969, v. 9, p. 260; Z. Phys., 1963, v. 174, p. 337.  
 70. Patrick B. H. e.a.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1976, v. 2, p. 751.

71. Jury J. W. e.a.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 337, p. 503.
72. Baglin J. E. E. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 24.
73. Berghofer D. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 263, p. 109.
74. Woodworth J. G. e.a.— Canad. J. Phys., 1977, v. 55, p. 1704.
75. Денисов В. П. и др.— ЯФ, 1971, т. 14, с. 889.
76. Medicus H. A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 156, p. 257.
77. Ишханов Б. С. и др.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 305.
78. Allas R. G. e.a.— Nucl. Phys., 1964, v. 58, p. 122.
79. Collins M. T.— Phys. Rev. C, 1982, v. 26, p. 332.
80. Hanna S. S.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 358, p. 229c.
81. Mshelia E. D., Barrett R. F.— Z. Phys., 1973, v. 261, p. 313.
82. Gellie R. W. e.a.— Canad. J. Phys., 1972, v. 50, p. 1689.
83. Paul P. e.a.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 254, p. 1.
84. Thompson N. N. e.a.— Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 211.
85. Sherman N. K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 114.
86. Ишханов Б. С. и др.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 11.
87. Carr R. M. e.a.— Phys. Rev. C, 1972, v. 6, p. 2032.
88. Komar A. P. e.a.— Nucl. Phys., 1962, v. 34, p. 551.
89. Горбунов А. Н. и др.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 551.
90. Van Otten P. e.a.— Annual Reports of Ghent Univ., 1982, p. 38.
91. Fisher G. A.— Ph. D. Thesis, Stanford Univ., 1970.
92. Kosiek R.— Z. Phys., 1964, v. 179, p. 544.
93. Murphy J. J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 246, p. 221.
94. O'Connell W. J. e.a.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1969, v. 14, p. 508.
95. Harakeh M. H. e.a.— Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 1410.
96. Del Bianco W. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 270, p. 45; Canad. Phys., 1978, v. 56, p. 3.
97. Weller H. R. e.a.— Ibid., 1973, v. 211, p. 221.
98. Schaeffer M. e.a.— Ibid., 1977, v. 275, p. 1.
99. Del Bianco e.a.— Canad. J. Phys., 1978, v. 56, p. 1054.
100. Degre A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 306, p. 77.
101. Patrick V. H. e.a.— Phys. Lett. B, 1971, v. 34, p. 488.
102. Алимов А. С. и др.— ЯФ, 1984, т. 40, с. 301.
103. Kuan H. M. e.a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 151, p. 129.
104. Денисов В. П.— ЯФ, 1978, т. 27, с. 882.
105. Денисов В. П., Чубуков И. Я.— ЯФ, 1974, т. 20, с. 1106.
106. Gregory A. G. e.a.— Nucl. Phys., 1962, v. 32, p. 543.
107. Junghans G. e.a.— Z. Phys. A, 1979, v. 291, p. 353.
108. Кукулин В. И. и др.— ЯФ, 1976, т. 24 с. 298; J. Phys. G: Nucl. Phys., 1978, v. 4, p. 1409.
109. Кукулин В. И., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 1236.
110. Majling L. e.a.— Czech. J. Phys. B, 1968, v. 18, p. 1560; Phys. Lett. B, 1968, v. 27, p. 487.
111. Buchnea A. e.a.— Canad. J. Phys., 1976, v. 56, p. 47.
112. Денисов В. П., Кульчицкий Л. А.— ЯФ, 1966, т. 3, с. 268; 1967, т. 5, с. 490.
113. Малов Л. А., Соловьев В. Г.— ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 301.
114. Wusckoff J. H. e.a.— Phys. Rev., 1965, B137, p. 576.
115. Ferdinande H. e.a.— Canad. J. Phys., 1977, v. 55, p. 428.
116. Kerkhove E. e.a.— Phys. Rev. C, 1984, v. 29, p. 2061.