

ПАРЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР sd -ОБОЛОЧКИ, ИЗВЛЕКАЕМЫЕ НА ОСНОВЕ СПЕКТРОМЕТРИРОВАНИЯ ПРОТОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ

Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов.

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Р.А.Эрамжян

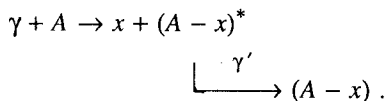
Институт ядерных исследований РАН, Москва

Обзор посвящен систематизации частичных переходов от нуклонного распада фотоядерного гигантского резонанса. Используются данные экспериментов как по спектрометрии частиц, так и по спектроскопии вторичных фотонов из $(\gamma, x\gamma')$ -реакции. Анализируются более чем 300 переходов в 15 ядрах sd -оболочки ($8 \leq Z \leq 20$). Оценивается полупрямая часть реакции. Обсуждается роль нуклонов, заселяющих различные оболочки ядра-мишени.

This review is devoted to the systematization of the partial transitions from the nucleon decay of the photonuclear giant resonance. Data are taken both from the particle spectrometry and from the spectroscopy of the secondary photons from $(\gamma, x\gamma')$ -reaction. More than 300 transitions in 15 sd -shell nuclei ($8 \leq Z \leq 20$) are analysed. The semidirect part of the reaction is estimated. The role of nucleons occupying different shells in the ground state of the target nucleus is discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущем обзоре [1] на примере трех ядер нами была продемонстрирована большая эффективность метода исследования фоторасщепления ядер, основанного на измерении спектра γ -квантов от девозбуждения дочернего ядра $(A-x)^*$, образовавшегося в результате вылета одного или группы нуклонов x :



Несмотря на определенные сложности в обработке и интерпретации этих γ -спектров, оказалось, что метод позволяет получать количественную информацию о парциальных фотонуклонных сечениях. Метод особенно информативен, если сочетать его с методом прямого спектрометрирования вылетающей частицы.

К настоящему времени накоплен обширный фактический материал, который охватывает большое число ядер $1d2s$ -оболочки ($8 \leq Z \leq 20$). Это ядра $^{17,18}\text{O}$, ^{19}F , ^{23}Na , $^{24,25,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , $^{28,29,30}\text{Si}$, ^{31}P , ^{32}S , ^{39}K и ^{40}Ca . Полное число измеренных парциальных переходов для этих ядер превышает 300. Вся информация об измеренных парциальных каналах имеется в Центре данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) Научно-исследовательского института ядерной физики Московского государственного университета. Представляется важным систематизировать столь обширный и уникальный экспериментальный материал, что позволит выявить общие закономерности распада гигантского дипольного резонанса в этой области ядер. Анализу этого материала посвящается данный обзор, который является первой систематизацией такого рода в научной литературе.

Мы не будем останавливаться на описании методики измерения вторичных γ -квантов от девозбуждения дочернего ядра, образовавшегося в результате фотоядерной реакции. Она детально описана в работе [1], к которой мы отсылаем читателя, заинтересовавшегося этим вопросом.

2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ПРИНЦИПЫ ИХ АНАЛИЗА

Основной фактический материал по парциальным фотонуклонным сечениям представлен в виде таблиц. Для каждого ядра приводятся отдельно фотопротонный и фотонейтронный каналы. Исключение составляют ядра $^{25,26}\text{Mg}$, для которых представлен только фотопротонный канал. В левой части таблиц содержатся характеристики заселяемых уровней конечного ядра $(A-1)$ — энергия E_p , спин и четность J^π и изоспин T . Помимо этих квантовых чисел, приводятся сведения о спектроскопических факторах C^2S_p , извлеченных из реакции подхвата типа $(d, ^3\text{He})$, (p, d) на исходном ядре A , и квантовые числа (n, l, j) , характеризующие дырочную структуру образующегося состояния i в ядре $(A-1)$.

Спектроскопические факторы уровней приводятся с множителем C^2 (C — изоспиновый коэффициент Клебша — Гордана). При таком представлении спектроскопического фактора легко оценить дырочную компоненту уровня, отталкиваясь от правила сумм для этой характеристики. Так, для $\sum_i C_i^2 S_i^{(p)}$, где верхний индекс показывает, что речь идет о подхвате протона, имеет место соотношение

$$\sum_i C^2 S_i^{(p)}(n l j) = n^{(p)}(n l j), \quad (1)$$

где $n^{(p)}(n l j)$ — число протонов в подоболочке с квантовыми числами $(n l j)$, а $C^2 = 2T_i / (2T_i + 1)$. Суммирование проводится по всем состояниям i конечного ядра $(A-1)$. Величина

$$\frac{C^2 S_i^{(p)}(n l j)}{n^{(p)}(n l j)} \quad (2)$$

есть вероятность того, что рассматриваемое состояние ядра $(A-1)$ представляет собой протонную дырку в соответствующей подоболочке относительно основного состояния ядра A .

В эксперименте видны только дырочные состояния, отвечающие внешним оболочкам $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$ и внутренней $1p$ -оболочке — $1p_{1/2}$ и $1p_{3/2}$. В большинстве случаев спектроскопические факторы сильно фрагментированы по довольно широкой энергетической области даже для состояний, отвечающих дырке во внешней оболочке. Особенно сильно фрагментирована $1p_{3/2}$ -дырка. В ряде случаев от нее практически не видно следов.

Исходя из того, что в эксперименте в большинстве случаев не проявляются более высокие, нежели $1d2s$, оболочки, последующий анализ сечений проводится, исходя из предположения, что нуклоны заполняют только перечисленные оболочки и, конечно, $1s$. Таким образом, конфигурационная структура основного состояния исходного ядра представляется в следующем виде:

$$1s^4 1p^{12} 2s_{1/2}^n 1d_{5/2}^n 1d_{3/2}^n.$$

В соответствии с этим дипольный резонанс формируется из переходов нуклонов из внешней оболочки (группа А) в соседнюю, полностью свободную:

$$(1d2s) \rightarrow (1f2p),$$

и из глубокой замкнутой (группа Б) — в частично заполненную:

$$1p \rightarrow (1d2s).$$

Следует, однако, иметь в виду, что расчеты указывают на то, что более высокие, по отношению к $1d$ и $2s$, оболочки также представлены в основном состоянии исходного ядра A . Количественные экспериментальные данные, подтверждающие заполнение более высоких орбит, имеются в ^{40}Ca — наличие магнитных дипольных переходов, ^{18}O — ненулевые значения протонных спектроскопических факторов на уровнях $i = 2$ и 4 ядра ^{17}N . Соответствующие спектроскопические факторы будут приведены в следующем разделе (табл. 3), где обсуждается фоторасщепление изотопов кислорода. Поскольку в других ядрах прямая количественная информация о высоких орбитах отсутствует, то в данном анализе они не будут учитываться.

В правой части таблиц представлены проинтегрированные по области дипольного резонанса парциальные фотонуклонные сечения, извлеченные из совместного анализа данных по спектрометрированию нуклонов и по $(\gamma, x\gamma)$ -реакции:

$$\sigma^{\text{int}}(\gamma, N_i) = \int_0^{E_\gamma^m} \sigma(\gamma, N_i) dE, \quad (3)$$

где E_γ^m — верхняя граница спектра γ -квантов, i — порядковый номер заселяемого уровня в ядре $A - 1$, N характеризует тип вылетевшего нуклона (нейтрон или протон). Если эта величина получена в экспериментах по девозбуждению и по спектрометрированию нуклонов, то представлены оба набора данных. Под таблицами приводятся интегральные фотонуклонные сечения, полученные в экспериментах без разделения парциальных каналов.

Заселение уровней конечного ядра $A - 1$ связано как с полупрямым, так и с предравновесным и равновесным механизмами. При полупрямом механизме нуклон вылетает вслед за формированием частично-дырочного состояния. Предравновесный распад происходит после усложнения частично-дырочного состояния. Сечение заселения каждого уровня в конечном ядре, обусловленное полупрямым механизмом, оценивается для самосопряженных ядер, исходя из соотношения

$$\sigma_{\text{dir}}(\gamma, N_i(\beta)) = \sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_{\text{base}}) \frac{\Gamma_i^\uparrow(N(\beta))}{\Gamma_{\text{base}}^\uparrow(N_{\text{base}}(\beta))}, \quad (4)$$

где $\sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_{\text{base}})$ — сечение парциального фотонуклонного канала, которое обусловлено исключительно полупрямым механизмом. Будем называть его *опорным* сечением (base cross section). Опорных сечений должно быть по одному для каждой дырки β . К таким опорным сечениям будем относить сечения на нижайшие состояния конечного ядра $A - 1$ с макси-

мальным весом соответствующей дырочной компоненты. Такое предположение подкрепляется теоретическим анализом фотопротонного канала в основное состояние конечного ядра в случае фоторасщепления ^{28}Si , ^{32}S и ^{40}Ca . В приводимых таблицах эти опорные сечения будут выделяться знаком *.

$\Gamma^\uparrow(N_i(\beta))$ — парциальная ширина резонанса, связанная с полупрямым механизмом испускания нуклона, в результате чего заселяется состояние i ядра $A - 1$ по дырочной компоненте β . $\Gamma^\uparrow(N_{\text{base}}(\beta))$ — парциальная ширина резонанса, связанная с распадом по дырочному каналу β на опорный уровень N_{base} в ядре $A - 1$. Таким образом, для опорных уровней $\sigma_{\text{dir}}(\gamma, N_i) = \sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_i)$, для остальных уровней $\sigma_{\text{dir}}(\gamma, N_i) \leq \sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_i)$.

Полная ширина резонанса Γ равна сумме парциальных ширин полупрямых переходов $\sum_i \Gamma^\uparrow(N_i)$ и ширины, связанной с разбросом состояний по более сложным Γ^\downarrow :

$$\Gamma = \sum_i \Gamma^\uparrow(N_i) + \Gamma^\downarrow. \quad (5)$$

Отношение ширин полупрямых процессов, входящее в выражение (4), вычислялось, исходя из соотношений, полученных из R -матричной теории и модели оболочек в версии связанных состояний (Bound Shell Model). Соответствующие соотношения детально обсуждались в обзоре [1]. Здесь мы приведем только окончательные выражения, по которым проводились расчеты:

$$\frac{\Gamma^\uparrow(N_i(\beta))}{\Gamma^\uparrow(N_{\text{base}}(\beta))} = \frac{S(\epsilon_i(\beta))}{S(\epsilon_{\text{base}}(\beta))} \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\epsilon_{\text{base}}}} \frac{P_l(\epsilon_i)}{P_l(\epsilon_{\text{base}})}. \quad (6)$$

Здесь $S(\epsilon_i(\beta))$ — спектроскопический фактор, получаемый из реакции подхвата нуклона из основного состояния исходного ядра A с образованием ядра $A - 1$ в состоянии i , ϵ_i — энергия вылетающего нуклона при распаде состояния, образованного в результате фотопоглощения, $P_l(\epsilon)$ — проникаемость барьера, который необходимо преодолеть нуклону, чтобы оказаться в непрерывном спектре, l — угловой момент, уносимый нуклоном. Значения спектроскопических факторов и квантовые числа дырочных компонент уровней приведены в тех же таблицах, где приводятся значения сечений парциальных переходов.

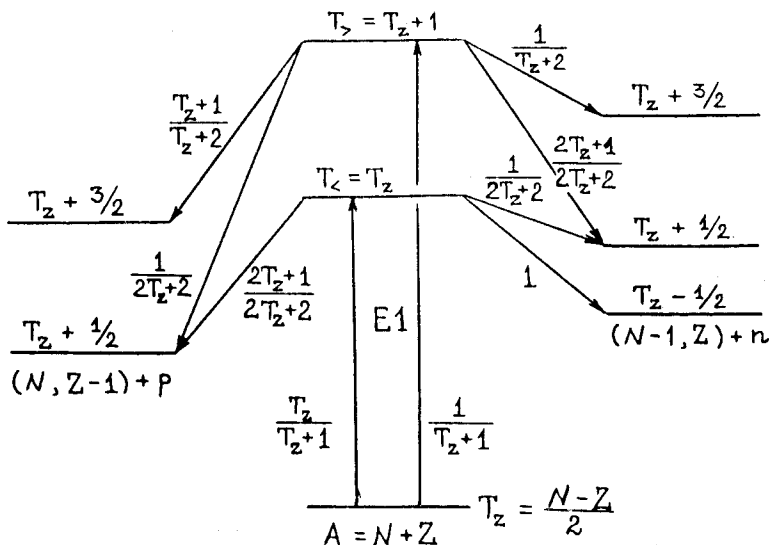


Рис. 1. Изоспиновая схема возбуждения и нуклонного распада гигантского резонанса в несамосопряженном ($N \neq Z$) ядре. Указаны вероятности возбуждения и распада, определяемые квадратами изоспиновых коэффициентов Клебша — Гордана

Экспериментальная информация о парциальных нейтронных каналах существенно беднее информации о протонных. Чтобы получить представление о них, использовалась процедура пересчета из протонных сечений. В четно-четных самосопряженных ядрах пересчет производился по формуле

$$\frac{\sigma(\gamma, n_i)}{\sigma(\gamma, p_i)} = \frac{\sqrt{\epsilon_n} P_{l(n)}(\epsilon_n)}{\sqrt{\epsilon_p} P_{l(p)}(\epsilon_p)}, \quad (7)$$

где индекс n относится к нейтрону, а p — к протону, $P_{l(n)}$ и $P_{l(p)}$ — проникаемости барьера для нейтрона и протона соответственно. В ряде случаев с помощью этого соотношения по фотонейтронным сечениям оценивались фотопротонные.

В несамосопряженных ядрах гигантский резонанс имеет две изоспиновые ветви: $T_> = T_z + 1$ и $T_< = T_z$. Схема возбуждения и распада обеих ветвей с вылетом протона и нейтрона показана на рис. 1. На рисунке приведены также соотношения между этими ветвями, которые определяются коэффициентами Клебша — Гордана.

Парциальное сечение, связанное с полупрямой компонентой для несамоспряженного ядра, определяется выражением

$$\frac{\sigma_{\text{mdir}}(\gamma, N_i)}{\sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_{\text{base}})} = \begin{cases} \frac{\sigma_{<} \Gamma_{<}^{\uparrow}(N_i) + a \sigma_{>} \Gamma_{>}^{\uparrow}(N_i)}{\sigma_{<} \Gamma_{<}^{\uparrow}(N_{\text{base}}) + a \sigma_{>} \Gamma_{>}^{\uparrow}(N_{\text{base}})}, & \text{для ветви распада} \\ & \text{на уровни с } T_i = T_z + 1/2 \\ \Gamma_{>}^{\uparrow}(N_i) / \Gamma_{<}^{\uparrow}(N_{\text{base}}), & \text{для } T_i = T_z - 1/2. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь

$$a = \Gamma_{<} / \Gamma_{>}. \quad (9)$$

Эта величина является параметром, который варьировался для наилучшего описания экспериментальных данных.

Предполагалось, что ширина $\Gamma^{\uparrow}(N_i)$ обусловлена вылетом нуклонов с угловым моментом $l = 1$ и 3 (дипольный переход из оболочки d приводит к переходу нуклона на $2p$ - или f -оболочку с последующим их вылетом). Соотношение между ширинами с фиксированным угловым моментом также являлось параметром подгонки результатов:

$$\Gamma_{<}^{\uparrow}(N_i) = b_{<} \Gamma_{<}^{\uparrow}(l=3) + (1 - b_{<}) \Gamma_{<}^{\uparrow}(l=1), \quad (10a)$$

$$\Gamma_{>}^{\uparrow}(N_i) = b_{>} \Gamma_{>}^{\uparrow}(l=3) + (1 - b_{>}) \Gamma_{>}^{\uparrow}(l=1). \quad (10b)$$

Отношение между сечениями $\sigma_{<}$ и $\sigma_{>}$ определялось [2] из формулы

$$\frac{\int (\sigma_{>} / E) dE}{\int (\sigma_{<} / E) dE} = \frac{1}{T_z} \left(\frac{1 - 1,5 T_z A^{-2/3}}{1 + 1,5 A^{-2/3}} \right). \quad (11)$$

При проведении расчетов в несамоспряженном ядре резонанс представлялся в виде двух состояний с $T_{>}$ и $T_{<}$, которые вбирают все сечение. Этим состояниям приписывалась энергия, отвечающая центру тяжести соответствующих изоспиновых компонент $E_{<}$ и $E_{>}$. Проинтегрированные по резонансу полупрямые компоненты парциальных сечений рассчитывались по формуле (8) с заменой в левой части $\sigma_{\text{mdir}}(\gamma, N_i)$ и $\sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_{\text{base}})$ соответственно на $\sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, N_i)$ и $\sigma_{\text{exp}}^{\text{int}}(\gamma, N_{\text{base}})$.

Для переходов в состояния, связанные с $1p$ -дыркой, полупрямые компоненты сечений оценивались, исходя из описанных выше принципов, лишь для подоболочки $1p_{1/2}$, которая энергетически попадает в область $1d2s$ -уровней и, как правило, сконцентрирована в 1—3 состояниях конечного ядра. Для $^{17,18}\text{O}$ подоболочка $1p_{1/2}$, по существу, является внешней. Если спектрометрическая сила $1p_{1/2}$ -дырки концентрировалась в одном состоянии (^{24}Mg , ^{28}Si), то заселение этого состояния (которое можно было рас-

смазривать как «чистую» дырку) считалось целиком обусловленным полу-прямым распадом. Как оказалось, $1p_{1/2}$ -оболочка увеличивала долю полу-прямого механизма не более чем на 25%. Во всех случаях для глубокой $1p_{3/2}$ -дырки давалась лишь верхняя оценка полупрямого сечения. Для ядер более массивных, чем ^{28}Si , оболочка $1p$ в парциальных сечениях вообще не была видна. Детали оценки вклада $1p$ -оболочки в полупрямую часть фотонуклонных сечений для каждого ядра можно найти в разделе, посвященном данному ядру.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И АНАЛИЗА ПАРЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

3.1. Изотопы кислорода ^{17}O и ^{18}O . Для ядра ^{17}O имеется один ($\gamma, x\gamma'$)-эксперимент [3]. Его результаты для нуклонных каналов ($x = p, n$) вместе со спектрометрической информацией приведены в табл. 1 и 2.

Фотопротонное сечение в основном формируется переходами на основное и второе возбужденное состояния конечного ядра ^{16}N , которые являются $p_{1/2}$ -дырочными. На их долю приходится 80-95% всей интенсивности протонного канала. Эти переходы можно считать полупрямыми. Дырка в $p_{3/2}$ -оболочке в фотопротонном канале не проявилась, т.к. соответствующие уровни в ядре ^{16}N лежат высоко.

В фотонейтронном канале большим оказалось парциальное сечение, связанное с заселением основного состояния ядра ^{16}O . На его долю приходится 20-25% интенсивности фотонейтронного канала. Этот канал сформирован распадом пигми-резонанса — низкоэнергетической ветви дипольного резонанса, обязанной переходу единственного нейтрона из валентной $d_{5/2}$ -оболочки в более высокую в результате поглощения γ -кванта с последующим вылетом в непрерывный спектр. Естественно это парциальное сечение отнести к полупрямой ветви распада.

Остальные уровни ядра ^{16}O заселяются слабо, хотя среди них есть два с достаточно большими спектроскопическими факторами. Но все эти уровни имеют изоспин $T_i = 0$. Основная ветвь дипольного резонанса ядра ^{17}O , для которой изоспин принимает значение $T = T_{\frac{1}{2}} = 3/2$, не может распадаться на эти состояния ядра ^{16}O . Распад $T_{\frac{1}{2}}$ -ветви резонанса по нейтронному каналу должен приводить к заселению уровней ядра ^{16}O с изоспином $T = 1$, являющихся изобар-аналогами низколежащих уровней ядра ^{16}N . Они располо-

Таблица 1. Интегральные сечения реакций $^{17}\text{O}(\gamma, p_i)^{16}\text{N}$,
 извлеченные из $(\gamma, p\gamma')$ -эксперимента [3],
 и характеристики заселяемых уровней ^{16}N [6,7]. $E_\gamma^m = 28$ МэВ

Характеристики уровней ^{16}N ($T=1$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	$n l j$	$C^2 S_i$	
0	0	2^-	$1p_{1/2}$	0,94	} 17 — 19
2	0,298	3^-	$1p_{1/2}$	1,33	
1	0,120	0^-	—	—	} 2,0 — 2,5
3	0,397	1^-	—	—	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					21 ± 2 [3]

Таблица 2. Интегральные сечения реакций $^{17}\text{O}(\gamma, n_i)^{16}\text{O}$,
 извлеченные из $(\gamma, n\gamma')$ -эксперимента [3],
 и характеристики заселяемых уровней ^{16}O [6,7]. $E_\gamma^m = 28$ МэВ

Характеристики уровней ^{16}O ($T=0$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	$n l j$	$C^2 S_i$	
0	0	0^+	$1d_{5/2}$	0,74	$17 + 20$ [8]
1	6,05	0^+	—	—	$< 0,2$
2	6,13	3^-	$1p_{1/2}$	0,46	3
3	6,92	2^+	—	—	$< 0,2$
4	7,12	1^-	—	—	$< 0,2$
5	8,89	2^-	$1p_{1/2}$	0,33	—
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					$80 — 85$ [9]

жены высоко в непрерывном спектре ($E^* \geq 12$ МэВ) и не могут быть выделены средствами γ -спектроскопии. Отсутствие информации о заселении высоколежащих дырочных состояний ^{16}O позволяет оценить лишь нижнюю границу вклада полупрямых процессов в фотонейтронный канал. Эта граница определяется величиной $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$ и составляет около 20%.

Для ядра ^{18}O также выполнен единственный $(\gamma, x\gamma')$ -эксперимент [4]. Его результаты для нуклонных каналов ($x = p, n$) вместе со спектрометриче-

Таблица 3. Интегральные сечения реакции $^{18}\text{O}(\gamma, p_i)^{17}\text{N}$ из $(\gamma, p\gamma)$ -эксперимента [4] и характеристики заселяемых уровней ^{17}O [6]

Характеристики уровней ^{17}N ($T = 3/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб	
i	E_i , МэВ	J^π	$n l j$	$C^2 S_i$	$E_\gamma^m = 23,5$ МэВ	$E_\gamma^m = 28$ МэВ
0	0	$1/2^-$	$1p_{1/2}$	2,02	≤ 10	≤ 21
1	1,37	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	0,38	0,31	2,01
2	1,85	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,41	0,28	0,88
3	1,91	$5/2^-$	—	—	0,16	0,86
4	2,53	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,53	—	—
6	3,20	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	0,05	—	—
10	4,01	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	0,04	—	—
11	4,21	$5/2^+$	—	—	0,31	0,88
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$					25—26 [5] $E_\gamma^m = 28$ МэВ	

Таблица 4. Интегральные сечения реакции $^{18}\text{O}(\gamma, n_i)^{17}\text{O}$ из $(\gamma, n\gamma)$ -эксперимента [4] и характеристики заселяемых уровней ^{17}O [6]

Характеристики уровней ^{17}O ($T = 1/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб	
i	E_i , МэВ	J^π	$n l j$	$C^2 S_i$	$E_\gamma^m = 23,5$ МэВ	$E_\gamma^m = 28$ МэВ
0	0	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	1,53	21 [10,11]	24-26 [10,11]
1	0,87	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,21	6,01	6,71
2	3,06	$1/2^-$	$1p_{1/2}$	1,08	5,18	8,69
3	3,84	$5/2^-$	—	—	0,77	1,17
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$					$\cong 84$ [5] $E_\gamma^m = 28$ МэВ	

ской информацией приведены в табл. 3 и 4. Оценка значения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ получена путем вычитания из интегрального сечения фотопротонной реакции [5] (оно приведено в последней строке табл. 3) суммарного интегрального сечения реакций $(\gamma, p_i > 0)$ [4].

Как уже отмечалось в разд. 2, в основном состоянии ^{18}O , наряду с основной конфигурацией $1s^4 1p^{12} (1d2s)^2$, присутствует также конфигурация

$1s^4 1p^{10} (1d2s)^4$. Заселение этих уровней в фотопротонной реакции может происходить как за счет полупрямого механизма через вторую конфигурацию, так и за счет неупругого перерасеяния частицы на дырке, образовавшейся в результате фотопоглощения на основной конфигурации. Представляет интерес теоретическое исследование роли обоих механизмов.

В отличие от ^{17}O часть силы протонной $p_{3/2}$ -дырки в ^{18}O приходится на низколежащий уровень ядра ^{17}N . Однако сечение парциального фотопротонного канала для этого уровня оказалось малым.

Полагая, что только уровень $i=0$ ядра ^{17}N заселяется в результате полупрямого процесса распада ДГР, получаем, что его вероятность в протонном канале составляет $\leq 0,8$.

Согласно работе [5], интегральные фотонейтронные сечения равны

$$\int_0^{23} \sigma(\gamma, n + \gamma, np) dE_\gamma \cong 59 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$$

и

$$\int_0^{28} \sigma(\gamma, n + \gamma, np) dE_\gamma \cong 84 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}.$$

Приняв во внимание, что в силу высокого порога (около 22 МэВ) сечение (γ, np) -реакции мало, измеренное сечение следует отнести к (γ, n) -реакции.

Как и в случае ядра ^{17}O , распад $T_{\frac{1}{2}}$ -ветви резонанса в ^{18}O по нейтронному каналу должен приводить к заселению уровней дочернего ядра в непрерывном спектре. Поэтому в $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименте он не может быть выделен. Наблюдавшиеся в эксперименте [4] парциальные фотонейтронные переходы, как следует из данных работы [5], исчерпывают лишь около 60% интегрального сечения реакции (γ, n) .

Основное состояние и первый возбужденный уровень ^{17}O являются нейтронными дырочными состояниями валентных нуклонов (соответственно в подболочках $1d_{5/2}$ и $2s_{1/2}$) относительно основного состояния ядра ^{18}O . Заселение этих уровней обусловлено распадом пигми-резонанса, т.е. резонанса, формирующегося за счет возбуждения двух внешних нейтронов. Второе возбужденное состояние является $1p_{1/2}$ -дыркой и заселяется в фотонейтронной реакции за счет распада основной ветви дипольного резонанса в этом ядре, т.е. в результате возбуждения нуклонов внутренней оболочки. Суммарное сечение реакций (γ, n_0) , (γ, n_1) и (γ, n_2) , отнесенное к $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$, дает нижнюю границу вероятности полупрямых процессов в фотонейтронном канале. С учетом сказанного вероятность полупрямых процессов в ней-

тронном канале распада ДГР ядра ^{18}O составляет не менее 0,55 ($E_\gamma^m = 23,5$ МэВ) и 0,47 ($E_\gamma^m = 28$ МэВ).

Данные табл. 4 позволяют оценить вероятность дипольных переходов $1p \rightarrow 1d2s$ (группа Б) и $1d2s \rightarrow 1f2p$ (группа А) при формировании ДГР ядра ^{18}O . Относя к группе А парциальные переходы, приводящие к заселению уровней положительной четности конечного ядра ^{17}O , получаем, что их вероятность в фотонейтронном канале составляет не менее 0,46 ($E_\gamma^m = 23,5$ МэВ) и 0,37 ($E_\gamma^m = 28,0$ МэВ). В фотопротонном канале, в силу большой неопределенности данных, соответствующая вероятность лежит в интервале $0,1 \pm 0,9$.

3.2. Ядро ^{19}F . Для ядра ^{19}F было выполнено два ($\gamma, \chi\gamma'$)-эксперимента [12, 13]. В табл. 5 и 6 приведены результаты более позднего и полного эксперимента [13]. Кроме того, в этих таблицах приведены данные из работ [14] и [15], где были определены энергетические зависимости сечений реакций (γ, p_i) и (γ, n_i) методом спектрометрии фотонуклонов. В случае фотонейтронного канала [15] эти данные ограничены реакциями (γ, n_0) и (γ, n_1), исследованными лишь до $E_\gamma = 19$ МэВ. Для фотопротонного канала [14] сведения о $\sigma(\gamma, p_i)$ получены до $E_\gamma = 25\text{--}26$ МэВ и экстраполированы нами вплоть до $E_\gamma = 30$ МэВ.

Сравнение данных работ [13] и [14] (табл. 5) показывает, что в ($\gamma, p\gamma'$)-эксперименте не удалось выделить переходы на уровни с $E_i > 5$ МэВ ядра ^{18}O , интенсивность которых, согласно работе [14], весьма велика. Среди этих уровней имеются как $p_{1/2}$ -, так и $p_{3/2}$ -дырочные. На такие уровни должна приходиться довольно заметная доля распада дипольного состояния, сформировавшегося за счет возбуждения $1p$ -нуклона.

В конечном ядре ^{18}F уровни с изоспином $T_i = 1$ опускаются низко, и часть из них оказывается в связанном состоянии. Это открыло возможность детектировать γ -кванты от распада $T_{>}$ -ветви резонанса по нейтронному каналу. В проведенных экспериментах удалось выделить переходы на такие уровни, это $i = 2, 8$ и 19 .

Результаты оценок вероятности полупрямого распада в различных парциальных каналах приведены в правых столбцах табл. 5 и 6. При проведении оценок были учтены изоспиновое и конфигурационное расщепления ДГР ядра ^{19}F в соответствии с данными работ [2, 16—18]. Для $E1$ -переходов из внешней ($1d2s$) оболочки были выбраны значения $E(T_{<}) = 18$ МэВ, $E(T_{>}) = 22,7$ МэВ. В качестве $\sigma_{<}$ и $\sigma_{>}$ использовались значения 0,36 и 0,64

Таблица 5. Интегральные сечения реакции $^{19}\text{F}(\gamma, p_i)^{18}\text{O}$ [13, 14], их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых уровней ^{18}O [20, 21]. $E_{\gamma}^m = 30$ МэВ

Характеристики уровней ^{18}O ($T = 1$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	E_p , МэВ	J^{π}	nlj	C^2S_i	$(\gamma, p\gamma')$ [13]	(γ, p_i) [14]	
0	0	0^+	$2s_{1/2}$	0,38	—	11*	11
1	1,98	2^+	$1d_{5/2}$	0,53	20	12*	12
2	3,55	4^+	$1g_{9/2}$	0,04	< 1,3		
3	3,64	0^+	$2s_{1/2}$	0,05±0,02	5,0±2,5	} 5	1,3—1,4
4	3,92	2^+	$1d_{5/2}$	0,02±0,01	2,5±1,25		0,3—0,4
5	4,46	1^-	$1p_{1/2}$	1,31	7,5±2,5	18-20	≤ 11
7	5,26	2^+	$1d_{5/2}$	0,32±0,1	—	} 11	2,5—4,0
8	5,34	0^+	$2s_{1/2}$	0,15±0,06			2,9—3,2
11	6,20	1^-	} $1p_{3/2}$	0,70	—	} ≤ 14	< 14
12	6,35	(2^-)					
14	6,88	0^-	$1p_{1/2}$	1,03	—	≤ 5*	≤ 5
16	7,62	1^-	} $1p_{3/2}$	0,42	—	≤ 40	< 40
17	7,77	2^-					
44	11,14	} ($0,1,2^-$)	$1p_{3/2}$	0,65	—	} ≤ 70	< 70
48-49	11,75			0,72			
51	12,25			0,89			
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					120—130 [14,19]		
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, np)$					160—170 [14]		

[2]. Величина $a = \Gamma_{<} / \Gamma_{>}$ оказалась равной 0,8. Для значений коэффициентов $b_{<}$ и $b_{>}$, определяющих степень смешивания по орбитальному моменту l вылетающих фотонуклонов при полупрямом распаде $T_{<}$ и $T_{>}$ -ветвей ДГР, получены следующие значения: $b_{<} \cong 0,70 \div 0,75$, $b_{>} \cong 0,95 \div 1,0$. Это отвечает случаю, когда полупрямой распад $T_{<}$ -ветви ДГР происходит с вероятностью $0,25 \div 0,30$ за счет вылета фотонуклонов с $l = 1$ и с вероятностью $0,70 \div 0,75$ за счет вылета фотонуклонов с $l = 3$. Оказалось, что полупрямой распад

Таблица 6. Интегральные сечения реакции $^{19}\text{F}(\gamma, n_i)^{18}\text{F}$ [13, 15], их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых уровней ^{18}F [20]. $E_\gamma^m = 30$ МэВ

i	Характеристики уровней ^{18}F				$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб	
	E_i , МэВ	$J^\pi T$	nlj	C^2S_i	$(\gamma, n\gamma')$ [13]	(γ, n) [15]	a	b
0	0	1 ⁺ 0	2s _{1/2}	0,65		> 9	15*	55
1	0,94	3 ⁺ 0	1d _{5/2}	1,47	12,5* ± 2,5	> 11		12,5
2	1,04	0 ⁺ 1	2s _{1/2}	0,27	11,3* ± 2,5		1,8	11
3	1,08	0 ⁻ 0	1p _{1/2}	0,38	2,5* ± 1,2			2,5
5	1,70	1 ⁺ 0	2s _{1/2}	0,07	< 0,6		1,3	6,5
6	2,10	2 ⁻ 0	1p	(0,03)	< 1,3			—
7	2,52	2 ⁺ 0	1d	≡ 0	< 0,5			—
8	3,06	2 ⁺ 1	1d _{5/2}	0,74	3,8 ± 1,9			0,3–1,4
9	3,13	1 ⁻ 0	1p _(1/2)	1,04	3,8 ± 1,3			5,2
11	3,72		$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,015 \\ 0,22 \end{array} \right\}$				$\left\{ \begin{array}{l} 0,15 \quad 1,3 \\ 0,4\text{--}1,2 \end{array} \right\}$
13	3,84		1d _{5/2}	0,5				0,8–2,6
16	4,36	1 ⁺ 0	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,04 \\ 0,13 \end{array} \right\}$				$\left\{ \begin{array}{l} 0,34 \quad 2,6 \\ 0,13\text{--}0,6 \end{array} \right\}$
19	4,75	0 ⁺ 1	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,03 \\ 0,08 \end{array} \right\}$	0,88 ± 0,25			$\left\{ \begin{array}{l} 0,09 \quad 0,89 \\ 0,02\text{--}0,09 \end{array} \right\}$
20	4,86	1 ⁻ 0	1p	(0,11)				< 0,2
25	5,61	1 ⁻ (0+1)	1p	(0,82)				< 1,6
26	5,67	1 ⁻ (0+1)	1p	(0,44)				< 0,9
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					70–95 [17, 19]			
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n + \gamma, pn + \gamma, 2n)$					120–130 [17, 19]			

$T_{>}^-$ -ветви происходит почти исключительно за счет вылета фотонуклонов с $l=3$. Из того, что уровни ядра ^{18}F с нулевым изоспином заселяются исключительно за счет распада $T_{<}^-$ -ветви ДГР, следует, что образование ядра ^{18}F в состояниях с $T=0$ должно сопровождаться заметным вылетом нейтронов с $l=1$.

Для $E1$ -переходов из $1p$ -оболочки в фотопротонном канале оценивалась лишь верхняя граница. С учетом этого интегральное сечение полупрямых процессов в фотопротонном канале составило $\sum_i \sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i) = 30 \div 100$ МэВ·мб, что отвечает значениям вероятности полупрямого распада в (γ, p) -канале, равным $0,23 \div 0,83$.

Для фотонейтронного канала были использованы два варианта (a и b) опорного сечения при вычислении $\sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, отвечающих заселению уровней, содержащих часть спектроскопической силы $2s_{1/2}$ -дырки. В варианте b опорным выбиралось сечение заселения уровня с $i = 2$. В этом случае для величины $\sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_0)$, а следовательно, и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$ получаем довольно большое значение — 55 МэВ·мб. При этом оказывается, что $\sum_i \sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i) = 100 \div 107$ МэВ·мб. С учетом того, что $\int_0^{30} \sigma(\gamma, n + \gamma, pn + \gamma, 2n) dE_\gamma = 120 \div 130$ МэВ·мб (см. [19] и табл. 24 в [17]) и суммарный вклад в эту величину реакций (γ, pn) и $(\gamma, 2n)$ составляет $35 \div 50$ МэВ·мб [19], получаем, что вероятность полупрямых процессов в канале (γ, n) ядра ^{19}F близка к единице. В полной фотонейтронной реакции (т.е. с учетом вклада каналов (γ, pn) и $(\gamma, 2n)$) эта вероятность составляет $0,77 \div 0,89$.

Вариант a предусматривает возможность того, что $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$ существенно меньше значения 55 МэВ·мб. Довольно произвольно было выбрано $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0) = 15$ МэВ·мб, и это сечение принималось в качестве опорного. В этом варианте значения $\sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ для уровней, содержащих примесь дырки $2s_{1/2}$, оказываются существенно меньшими, чем в варианте b . При этом получаем $\sum_i \sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i) = 41 \div 48$ МэВ·мб, и вероятность полупрямых процессов в канале (γ, n) оказывается всего лишь $0,46 \div 0,64$. И это естественно, поскольку часть полупрямого распада T_{γ^-} -ветви по нейтронному каналу приходится на уровни дочернего ядра, расположенные в непрерывном спектре. Как мы увидим в дальнейшем, вариант b значительно лучше вписывается в систематику данных по полупрямому распаду ядер $1d2s$ -оболочки, чем вариант a . Объединяя оценки обоих вариантов, получаем, что вероятность полупрямого механизма в (γ, n) -канале $\geq 0,46$. Отметим, что для нейтронных распадов на высоколежащие уровни ядра ^{18}F , имеющие $1p$ -дырочную

природу ($i = 20, 25, 26$), оценивалась лишь верхняя граница полупрямого распада.

Доля переходов группы А составила $0,3 \pm 0,9$ в $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ и $0,48 \pm 0,93$ в $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$. В суммарном интегральном фотонуклонном сечении доля переходов группы А составила $0,32 \pm 0,89$.

3.3. Ядро ^{23}Na . Для этого ядра были выполнены два (γ, γ') -эксперимента [22, 23] и один эксперимент по измерению энергетических зависимостей сечений реакций (γ, p_i) [24]. Данные экспериментов [23, 24] приведены в табл. 7 и 8.

Детали расчета полупрямых компонент ДГР ядра ^{23}Na изложены в работе [25]. Приведем результаты этих расчетов. Для $E1$ -переходов из внешней $1d_{5/2}$ -оболочки были выбраны значения $E(T_{<}) = 17$ МэВ и $E(T_{>}) = 21$ МэВ, а из внутренней $1p$ -оболочки — $E(T_{<}) = 21$ МэВ и $E(T_{>}) = 25$ МэВ. Для $\sigma_{<}$ и $\sigma_{>}$ взяты значения 0,35 и 0,65. Следующие значения параметров a и b обеспечивают наилучшее описание экспериментальных данных: $a = 0,7 \div 0,8$, $b_{<} = 0,98$, $b_{>} = 1,0$. Таким образом, расчет указывает на доминирующий вылет нуклонов с $l = 3$ при $E1$ -переходах $1d \rightarrow (1f2p)$.

Для уровней, содержащих примесь дырки в подоболочке $1d_{5/2}$, в качестве опорных можно взять сечения $\sigma(\gamma, p_1)$ либо $\sigma(\gamma, n_6)$. Соответствующие конечные состояния являются изобар-аналогами. Для нейтронных каналов в качестве опорного сечения использовалось $\sigma(\gamma, n_6)$. Неопределенность в $\sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ для $i = 1, 2$ и 3 обусловлена двумя вышеупомянутыми вариантами выбора опорного сечения, причем нижняя граница $\sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_{i=1,2,3})$ отвечает выбору $\sigma(\gamma, n_6)$ в качестве опорного, а верхняя — $\sigma(\gamma, p_1)$.

Сумма интегральных парциальных сечений реакций (γ, p_i) , полученных в $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте с добавлением $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0) = 4,0$ МэВ·мб, составляет 61 МэВ·мб. Это означает, что примерно в 60% случаев реакция (γ, p) приводит к заселению уровней ядра ^{22}Ne с $i > 10$, информация о которых в $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте не получена.

Сумма парциальных фотонейтронных сечений составляет около 80 МэВ·мб, что свидетельствует о том, что основные каналы заселения возбужденных уровней ядра ^{22}Ne выявлены. Остающаяся (невыявленная) часть нейтронного сечения составляет примерно 1/4 его величины и связана с нейтронным каналом распада $T_{>}$ -ветви, которая приходится на состояния, расположенные в непрерывном спектре.

Таблица 7. Интегральные сечения реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, p_i)^{22}\text{Ne}$ [23,24] в МэВ·мб, их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых уровней ^{22}Ne [26]

Характеристики уровней ^{22}Ne ($T = 1$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, p\gamma')$ [23] $E_\gamma^m = 32$ МэВ	(γ, p) [24] $E_\gamma^m = 29,5$ МэВ	
0	0	0^+	$1d_{3/2}$	0,08	—	4,0*	4,0
1	1,27	2^+	$1d_{5/2}$	1,13	$20,7 \pm 3,8$	23,5*	10-22
2	3,36	4^+	$1d_{5/2}$	0,41	$9,2 \pm 1,9$	21,6	1,9-3,8
3	4,46	2^+	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,11 \\ 0,23 \end{array} \right.$	$7,0 \pm 1,9$	} 30,8	$\left\{ \begin{array}{l} \leq 5,0 \\ 0,6-1,3 \end{array} \right.$
4	5,15	2^-	$1p_{1/2}$	1,73	$9,4 \pm 3,8$		10
5	5,34	1^+	—	—	$(1,0 \pm 0,4)$		
6	5,37	2^+	—	—	$3,5 \pm 1,3$		
8	5,64	3^+	—	—	$3,1 \pm 1,5$		
10	6,12	2^+	—	—	$2,8 \pm 1,5$		
	$\bar{E}_i = 6,9$ МэВ		—	—		51	
	$\bar{E}_i = 8,9$ МэВ		—	—		27	
	$\bar{E}_i = 11,8$ МэВ		—	—		31	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					150-155 [23] ($E_\gamma^m = 30$ МэВ)		

Из табл. 7 и 8 следует, что $\sum_i \sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i) = 26+46$ МэВ·мб, а $\sum_i \sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i) = 63+75$ МэВ·мб. Отсюда получаем, что вероятность полупрямых процессов в канале (γ, p) ядра ^{23}Na составляет $0,17+0,31$, а в (γ, n) канале — $0,60+0,71$. Доля полупрямых процессов в $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, n)$ составит при этом $0,34+0,47$. Малая доля полупрямых процессов получается из-за того, что заселение высокорасположенных уровней ядра ^{22}Ne с $i > 10$, в том числе и содержащих примесь дырки в подболочке $1p_{3/2}$, отнесено в разряд неполюпрямых. Полупрямые процессы из этой подболочки могут несколько увеличить вероятность полупрямого механизма в протонном канале и в суммарном фотонуклонном сечении.

Таблица 8. Интегральные сечения реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n_i)^{22}\text{Na}$ [23] в МэВ·мб, их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых уровней ^{22}Na [26]

<i>i</i>	Характеристики уровней ^{22}Na				$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб [23]	$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
	E_γ , МэВ	$J^\pi T$	nlj	$C^2 S_i$		
0	0	3 ⁺ 0	1d _{5/2}	0,97	—	19,6
1	0,58	1 ⁺ 0	1d _{5/2}	0,39	—	5,3
2(0)	0,66	0 ⁺ 1	1d _{3/2}	0,04	—	5,0-7,5
3	0,89	4 ⁺ 0	1d _{5/2}	0,94	9,6 ± 2,5	10
4	1,53	5 ⁺ 0	—	—	0,9 ± 0,25	
6(1)	1,95	2 ⁺ 1	1d _{5/2}	0,58	9,6 ± 1,5*	10
7	1,96	3 ⁺ 0	1d _{5/2}	0,58	2,1 ± 0,6	2,1
8	2,21	1 ⁻ 0	1p _{1/2}	0,53	2,5 ± 1,0	2,9
9	2,57	2 ⁻ 0	1p _{1/2}	0,41	3,0 ± 0,75	
11	3,06	2 ⁺ 0	1d _{5/2}	0,07	1,8 ± 0,9	0,05
14	3,94	1 ⁺ 0	2s _{1/2}	0,07	1,13 ± 0,25	≤ 1
15(2)	4,07	4 ⁺ 1	1d _{5/2}	0,21	1,4 ± 0,5	1,3
16	4,30	(0 ⁻)0	—	—	2,3 ± 1	
17	4,32	1 ⁺ 0	—	—	1,0 ± 0,5	
18	4,36	2 ⁺ 0	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,05 \\ 0,05 \end{array} \right\}$	1,0 ± 0,25	$\leq 0,13$ 0,01
20	4,52	7 ⁺ (5 ⁺)0	—	—	1,13 ± 0,38	
21	4,58	2 ⁻ 0	1p _{1/2}	0,67	1,8 ± 0,8	2,5
23	4,71	5 ⁺ 0	—	—	1,0 ± 0,38	
27(3)	5,17	(1,2) ⁺ 1	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,05 \\ 0,11 \end{array} \right\}$	6,0 ± 1,9*	$\left\{ \begin{array}{l} \leq 6,3 \\ 0,25 \end{array} \right\}$
—	5,96	2 ⁻ 1	1p _{1/2}	0,87	—	1,3-3,8
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					105 [23] ($E_\gamma^m = 30$ МэВ)	

В первой колонке в скобках указан номер соответствующего изобар-аналогового уровня ядра ^{22}Ne

Полупрямой распад состояний ДГР, формирующихся за счет $E1$ -переходов группы A ($1d2s$) \rightarrow ($1f2p$), приводит к заселению уровней конечных ядер положительной четности. Как следует из табл. 7 и 8, доля таких распадов (т.е. вероятность возбуждения $E1$ -переходов группы A в ядре ^{23}Na) составляет в (γ, p) -сечении $0,47 \pm 0,94$, а в (γ, n) -сечении — около 0,90.

3.4. Изотопы магния ^{25}Mg и ^{26}Mg . Парциальные сечения в ядре ^{24}Mg мы обсудили в предыдущем обзоре [1] и поэтому здесь не будем останавливаться на этом вопросе. Сведения о парциальных сечениях реакции (γ, p_i) были получены для изотопов магния $A = 25$ и 26 в $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте [27]. Кроме того, данные о (γ, p_i) -сечениях извлекались из спектров протонов в $(e, e'p)$ -эксперименте [28] для ^{25}Mg и (γ, p) -эксперименте [29] для ^{26}Mg . В табл. 9 и 10 приведены интегральные парциальные фотопротонные сечения, взятые из работ [27—29]. Верхние пределы энергии γ -квантов в работе [27] составляют 28,7 МэВ для ^{25}Mg и 30 МэВ для ^{26}Mg . В работах [28, 29] эти пределы были, соответственно, 28 и 27 МэВ.

В ^{25}Mg и ^{26}Mg доминирующим является фотонейтронный канал. На его долю приходится 60—70% интегрального сечения фотопоглощения. В настоящее время, однако, отсутствуют надежные данные о парциальных фотонейтронных сечениях этих ядер, что не позволяет применить используемую нами процедуру извлечения полупрямых компонент сечения. Поэтому следующее обсуждение будет относиться только к фотопротонному каналу.

Даже данные $(\gamma, p\gamma')$ -эксперимента для ^{25}Mg и ^{26}Mg довольно бедны, особенно для ^{26}Mg . Многие парциальные каналы не удалось выделить (прочерк в соответствующем столбце) в силу методических трудностей (малой величины сечения, сложной цепочки каскадных γ -переходов, сильных фоновых γ -линий). В частности, нет сведений о заселении отдельных уровней с $E_i > 3$ МэВ. Без данных экспериментов по спектрометрии протонов [28, 29] извлечение полупрямых компонент фотопротонных сечений было бы невозможным.

Детали процедуры извлечения полупрямых компонент $\sigma(\gamma, p_i)$ ядер $^{25,26}\text{Mg}$ описаны в работе [30]. Учитывалось конфигурационное расщепление для $E1$ -переходов из $1d2s$ - и $1p$ -оболочки. Изоспиновое расщепление было учтено лишь для переходов ($1d2s$) \rightarrow ($1f2p$). Ветвь $1p \rightarrow (1d2s)$ для упрощения расчетов аппроксимировалась одним состоянием (т.е. не учитывалось ее расщепление на изоспиновые компоненты). Сведения об энергиях дипольных состояний, использованных в расчетах, даны в табл. 11.

Значения σ_z и σ_{\geq} составляют 0,39 и 0,61 для ^{25}Mg ($T_z = 1/2$) и 0,58 и 0,42 для ^{26}Mg ($T_z = 1$). Значение константы a варьировалось в интервале

Таблица 9. Интегральные сечения реакции $^{25}\text{Mg}(\gamma, p_i)^{24}\text{Na}$,
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых уровней ^{24}Na [26]

Характеристики уровней ^{24}Na ($T = 1$)						$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб	
i	\bar{E}_i , МэВ [28]	E_i , МэВ [26]	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, p\gamma')$ [27]	(γ, p) [28]		
0	0	0	4^+	$1d_{5/2}$	1,37	—	11,8	11,8*	
1	0,51	{ 0,47 0,56	1^+	$1d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	0,24	—	7,6	1,6—1,7 < 6,0* $\leq 3,0$	
2			2^+		0,17 0,16				
3	1,43	{ 1,341 1,345 1,347 1,51	2^+	$1d_{5/2}$	0,58	—	6,09 2,20 2,21	12,2	2,7—2,9 2,2—2,5
4			3^+						
5			1^+						
6			$(3,5)^+$						
7	1,89	{ 1,85 1,89	2^+	$1d_{5/2}$ $1d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	0,04 0,03	—	3,72	5,3	0,15 < 0,6 $\leq 1,1$
8			3^+						
9	2,53	{ 2,51 2,56	3^+	$1d_{5/2}$ $1d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	0,06 0,11	1,25	3,67	5,1	0,15 < 1,5 $\leq 1,0$
10			$(2,4)^+$						
11	2,91	{ 2,91 2,98	3^+	$2s_{1/2}$	0,15	1,15	—	6,1	$\leq 1,15^*$
12			3^+						
13	4,0	{ 3,22 3,37 3,65 3,93	$(2,4)^+$	$1d_{5/2}$	0,08	—	10,7	0,11—0,14 $\leq 1,7$ 0,08—0,14 $\leq 10,5^*$	
14			2^-	$1p_{3/2}$	0,15				
18			$(1-3)^+$	$1d_{5/2}$	0,11				
			$1p_{1/2}$	1,18					
	5,0	{ 4,94 4,52 5,24		$1d_{5/2}$	0,17	—	10,2	0,02—0,07 $\leq 10,0^*$	
			$1p_{3/2}$	0,78					
			$1p_{3/2}$	0,40					
	6,0						6,7	0	
	7,0	{ 6,90 7,07		$1p_{3/2}$	0,29	—	4,1	$\leq 2,7$	
			$1p_{3/2}$	0,52					
		8—13		$1p_{3/2}$	$\leq 2,0$		11,1	$\leq 0,1$	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, pn)$						90 ± 10 [28]		$(E_\gamma^m = 28 \text{ МэВ})$	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$						75 ± 10 [28]			

Таблица 10. Интегральные сечения реакции $^{26}\text{Mg}(\gamma, p_i)^{25}\text{Na}$,
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых уровней ^{25}Na [26]

Характеристики уровней ^{25}Na ($T = 3/2$)						$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	\bar{E}_i , МэВ [29]	E_i , МэВ [26]	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, p\gamma)$ [27]	(γ, p) [29]	
0		0	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	2,8	—	—	$\cong 40^*$
1	0	0,9	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,22	—	41,2	0,4—0,9
2		1,0	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,35	< 2,7	—	< 2,7*
3		2,20	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,12	—	—	0,1—0,2
5		2,79	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,06	—	—	< 0,3
6		2,91	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,32	1,0	—	1,0—1,4
9	3	3,69	$(3/2, 5/2)^+$	$(1d_{3/2}, 1d_{5/2})$	(0,08)	—	26,8	$\leq 0,2$
10		3,93	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	(0,06)	—	—	< 0,2
12		4,00	$(1/2, 3/2)^-$	$(1p_{1/2}, 1p_{3/2})$	1,8	—	—	$\leq 8,0^*$
14		4,29	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,08	—	—	< 0,2
21		5,19			0,7	—	—	$\leq 2,7$
27		5,69			0,18	—	—	$\leq 0,7$
31		6,01			0,08	—	—	$\leq 0,3$
34	6	6,55	$(1/2, 3/2)^-$	$(1p_{1/2}, 1p_{3/2})$	0,22	—	39,2	$\leq 0,7$
35		6,75			< 0,12	—	—	< 0,2
39		7,60			0,3	—	—	$\leq 0,7$
41		8,05			< 0,18	—	—	< 0,2
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$						107 [29] ($E_\gamma^m = 27$ МэВ)		

0,52±2,0. Изменение a в этих границах слабо влияло на результаты расчетов.

При проведении анализа полагалось, что известная сумма сечений парциальных переходов на уровни $i = 0, 1$ и 2 ядра ^{25}Na связана только с основным состоянием. Для парциальных сечений заселения состояний, содержащих примесь дырки в подоболочке $2s_{1/2}$, могли быть получены лишь верхние оценки вероятности полупрямого распада, поскольку вероятность полупрямых процессов в соответствующих опорных сечениях неизвестна. Для парциальных сечений заселения состояний конечного ядра, содержащих примесь дырки в подоболочке $1d_{3/2}$, для ^{26}Mg выбрано в качестве

Таблица 11. Положения центров тяжести энергий дипольных состояний (в МэВ), использованные в процедуре извлечения полупрямых компонент ДГР ядер $^{25,26}\text{Mg}$

Ядро	$(1d2s) \rightarrow (1f2p)$		$1p \rightarrow (1d2s)$
	$T_<$	$T_>$	Обе изоспиновые ветви
^{25}Mg	18,0	21,6	23,6
^{26}Mg	20,0	24,6	24,6

опорного сечение реакции (γ, n_2) . Значение его определено в [27] и составляет $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_2) = 4,0$ МэВ·мб. Считалось, что это сечение целиком формируется за счет полупрямых распадов. Заселяемый уровень конечного ядра ^{25}Mg имеет $J^\pi = 3/2^+$ и содержит значительную примесь дырки в подоболочке $1d_{3/2}$.

Для каналов реакции $^{25}\text{Mg}(\gamma, p_i)$, ведущих к заселению $1d_{3/2}$ -дырки, найдены лишь верхние оценки полупрямых компонент сечений. При этом в качестве опорного сечения взята та часть $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_1 + p_2)$, которая обусловлена распадом на $1p_{3/2}$ -дырку. Известен лишь верхний предел этого сечения, который составляет 6,0 МэВ·мб (см. табл. 9).

Для дырочных состояний в оболочке $1p$ в качестве опорных были выбраны сечения заселения уровней с энергией возбуждения $E_i = 3,93, 4,52$ и $5,24$ МэВ ядра ^{24}Na и сечение заселения уровня $i = 12$ ядра ^{25}Na . В последнем случае величина сечения оценивалась из полученного экспериментально [29] распределения вероятности заселения различных уровней конечного ядра в реакции $^{26}\text{Mg}(\gamma, p)^{25}\text{Na}$. Поскольку в обоих изотопах доля полупрямых распадов в опорных сечениях на $1p$ -уровни неизвестна, то оценена лишь верхняя граница полупрямой компоненты.

Данные табл. 9 и 10 позволяют определить вероятность $E1$ -переходов из внешней оболочки $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ в фотопротонном канале. Для ^{25}Mg такие переходы после эмиссии протона приводят к заселению состояний ядра ^{24}Na положительной четности, содержащих примесь протонной дырки в оболочке $1d2s$ в основном состоянии ядра ^{25}Mg . Как видно из табл. 9, состояния с $i \leq 12$ относятся именно к таким. Отсюда следует, что

$$\sum_{i=0}^{12} \sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i) = 48 \text{ МэВ·мб,}$$

что составляет 0,53 от интегрального сечения фотопротонной реакции. Указанное значение — нижняя граница вероятности переходов $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ в фотопротонном сечении ядра ^{25}Mg .

Парциальные сечения заселения состояний ^{24}Na в интервале $3,22 \leq E_i < 6,90$ МэВ содержат в неразделенном виде сечения заселения состояний как положительной, так и отрицательной четности. Если предположить, что парциальные сечения в этой области формируются только за счет заселения состояний положительной четности, то для вероятности переходов $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ получаем верхнюю оценку — 0,83.

Заселение уровней ^{24}Na с $E_i \geq 6,90$ МэВ обусловлено практически полностью распадом той ветви ДГР ядра ^{25}Mg , которая возбуждается за счет переходов $1p \rightarrow (1d2s)$. На это, в частности, указывает то, что выше этой энергии нет уровней, содержащих заметную долю спектроскопической силы, относящейся к оболочке $1d2s$. Действительно, сумма C^2S_i для уровней положительной четности в области $0 \leq E_i \leq 4,94$ МэВ составляет 3,95 при правиле сумм 4,0 (полное число протонов в $1d2s$ -оболочке ядра ^{25}Mg). Итак, вероятность переходов $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ в фотопротонном сечении ядра ^{25}Mg составляет $0,53 \pm 0,83$.

Аналогичное рассмотрение для ^{26}Mg приводит к оценке $0,56 \pm 0,63$ для вероятности переходов $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$. Разброс связан с неопределенностью в величине $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_{12}) \leq 8,0$ МэВ·мб [30].

3.5. Изотопы кремния $^{28,29,30}\text{Si}$. Изотоп ^{28}Si . Для этого ядра был выполнен единственный $(\gamma, x\gamma)$ -эксперимент [31]. Его результаты представлены в табл. 12 и 13. Кроме того, имеется несколько работ, в которых исследовались энергетические зависимости парциальных фотопротонных сечений [32—36]. Эти работы выполнялись с использованием различных методик: на тормозных фотонах [32], монохроматических аннигиляционных [36] и меченых [33] фотонах, монохроматических поляризованных фотонах, полученных от рассеяния лазерного пучка на пучке электронов [34], а также методикой $(e, e'p)$ [35]. Имеются также данные (p, γ_0) [37] и (γ, n_0) -эксперимента [38]. Объединенные данные наиболее детальных исследований $\sigma(\gamma, p_i)$ для $i = 1 + 10$ [33,36,37], представленные в табл. 12, получены экстраполяцией $\sigma(\gamma, p_i)$, приведенных в [33,36,37], до $E_\gamma = 28$ МэВ. В работах [33,36] не определялись $\sigma(\gamma, p_i)$ для $i > 10$ (из-за ограничения по энергии возбуждения ядра-мишени). В табл. 12 для $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_{i > 10})$ приведено

Таблица 12. Интегральные сечения реакции $^{28}\text{Si}(\gamma, p_i)^{27}\text{Al}$ [31—33,36,37], их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых состояний ядра ^{27}Al [26]. $E_\gamma^m = 28$ МэВ

Характеристики уровней ^{27}Al ($T = 1/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	[31]	[32,33,36,37]	
0	0	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	3,2		60—65*	60—65
1	0,84	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,7	35 ± 15	28—33*	28—33
2	1,01	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,65	20 ± 6	11—15*	11—15
3	2,21	$7/2^+$	—	—	< 2	2—3	0
4	2,73	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,6	13 ± 2	7—10	3—7
5	2,98	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,35	12 ± 2	8—10	3—9
6	3,00	$9/2^+$	—	—	—		
7	3,68	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,03	8 ± 2	4—6	0,06—0,07
8	3,96	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	—	—	7—9	$\leq 7-9$
9	4,05	$1/2^-$	$1p_{1/2}$	1,8	9 ± 2		
10	4,41	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,38	—	1,5—2,0	$\leq 0,2$
14	5,16	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	1,35	—	20 ± 6	—
—	—	—	—	—	—		
—	—	—	—	—	—		
—	—	—	—	—	—		
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					150—175 [32,33,36,37]		

значение (20 ± 6) МэВ·мб, взятое из единственной работы [32], где это сечение было определено.

Следует отметить, что данные $(\gamma, p\gamma')$ -эксперимента [31] не только хорошо согласуются с данными остальных работ, представленных в табл.12, но и в двух случаях существенно уточняют их. Так, согласно [31], $\sigma(\gamma, p_{5+6}) \cong \sigma(\gamma, p_5)$, а $\sigma(\gamma, p_{8+9}) \cong \sigma(\gamma, p_9)$. В обоих случаях заселяются состояния ядра ^{27}Al , проявляющиеся в одноуклонном подхвате.

Данных о $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ существенно меньше. Здесь приходится практически целиком опираться на $(\gamma, n\gamma')$ -эксперимент [31], дополненный данными $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$ из работы [38]. В [39, 40] из экспериментально определенных $\sigma(\gamma, p_i)$ были рассчитаны $\sigma(\gamma, n_i)$. Полученные значения приведены во

Таблица 13. Интегральные сечения реакции $^{28}\text{Si}(\gamma, n_i)^{27}\text{Si}$ [31,38—40], их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых состояний ядра ^{27}Si [26]. $E_\gamma^m = 28$ МэВ

Характеристики уровней ^{27}Si ($T = 1/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	[31]	[38—40]	
0	0	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	3,45		42—52	42—52
1	0,78	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,65	14 ± 5	14—15	14—15
2	0,96	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,60	7 ± 2	7—8	7—8
3	2,16	$7/2^+$	—	—	—	—	—
4	2,65	$5/2^+$	$1d_{3/2}$	0,50	$< 2,3$	1,4—2,4	0,7—0,9
5	2,87	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,55	$3,4 \pm 1$ }	2,3—3,2	1,5—1,7
6	2,91	$9/2^+$	—	—			
7	3,54	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,01	—	0,2	—
8	3,81	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	—	— }	0,8	$\leq 0,8$
9	4,13	$1/2^-$	$1p_{1/2}$	1,6			
10	4,29	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,25	—	0,05	$\leq 0,02$
14	5,23	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	1,8	—	—	—
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					70—80 [38—40]		

второй справа колонке табл.13. Здесь следует иметь в виду, что $\sigma(\gamma, n_{5+6}) \equiv \sigma(\gamma, n_5)$, а $\sigma(\gamma, n_{8+9}) \equiv \sigma(\gamma, n_9)$. При проведении расчетов фотонейтронных сечений использовались энергетическая зависимость сечения в основном состоянии — $\sigma(\gamma, n_0)$ [38], $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ из работы [31] и энергетическая зависимость полного фотонейтронного сечения (см., например, [19]), которая сравнивалась с $\sum_i \sigma(\gamma, n_i)$, где $\sigma(\gamma, n_i)$ получены пересчетом из $\sigma(\gamma, p_i)$. Оказалось, что совпадение пересчитанных и экспериментальных фотонейтронных сечений возможно лишь при следующих предположениях об орбитальном моменте вылетающих нейтронов: в области $E_\gamma \leq 19$ МэВ нейтроны имеют орбитальный момент $l = 1$; в области $E_\gamma = 19+20,5$ МэВ возможен вылет нейтронов как с $l = 1$, так и с $l = 3$, причем доля нейтронов

с $l=3$ при увеличении E_γ возрастает; и, наконец, при $E_\gamma \geq 20,5$ МэВ нейтроны вылетают преимущественно с $l=3$.

Суммарная доля полупрямых процессов в $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ составляет $0,66 \div 0,86$, а в $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$ она близка к единице ($0,93 \div 0,96$). В $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, n)$ вероятность полупрямых процессов составляет $0,74 \div 0,89$.

Кроме $\sigma(\gamma, p)$ и $\sigma(\gamma, n)$, в сечение фотопоглощения для ядра ^{28}Si заметный вклад дает $\sigma(\gamma, a)$ [40]. Согласно [33], $\sigma^{\text{int}}(\gamma, a) \cong 30$ МэВ·мб, и это сечение, в соответствии с выводами авторов работы [41], формируется в основном за счет статистических форм распада ДГР. Учитывая вышеизложенное, можно оценить долю полупрямых процессов в интегральном сечении фотопоглощения для ядра ^{28}Si до 28 МэВ на уровне $0,66 \div 0,80$.

Неопределенность в полученных $\sigma_{\text{sdif}}^{\text{int}}(\gamma, x_i)$ обусловлена неопределенностью в опорных сечениях и неопределенностью в степени смешивания по орбитальному моменту вылетающих нейтронов.

Данные табл. 12 и 13 позволяют определить долю переходов $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ в ДГР ядра ^{28}Si . Переходы $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ формируют практически все парциальные фотонейтронные сечения. Исключение составляет $\sigma(\gamma, n_9)$. В фотопротонном канале это сечения $\sigma(\gamma, p_i)$ с $i=0 \div 8$ и 10. Переходы $1p \rightarrow (1d2s)$ проявляются, по существу, лишь в фотопротонном канале, и на их долю приходится 15—20% $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$. Доля переходов $1p \rightarrow (1d2s)$ в интегральном фотонуклонном сечении (включая $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$), составляет 11—14%.

Сечения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_9)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_9)$ могут быть взяты как верхние оценки полупрямых сечений, отвечающих переходам $1p_{1/2} \rightarrow (1d2s)$. Переходы $1p_{3/2} \rightarrow (1d2s)$ дают вклад лишь в $\sigma(\gamma, p_i)$ с $i \geq 14$. Сильный разброс $1p_{3/2}$ -дырки ядра ^{28}Si по состояниям ядра ^{27}Al , а также теоретический расчет [42] указывают на то, что доля полупрямых процессов в той ветви ДГР ядра ^{28}Si , которая связана с возбуждением подболочки $1p_{3/2}$, мала и может не учитываться.

Изотоп ^{29}Si . Данные единственного $(\gamma, x\gamma')$ -эксперимента [43] для ^{29}Si , выполненного при $E_\gamma^m = 26$ МэВ, приведены в табл. 14 и 15. Для этого ядра определены также интегральные сечения реакций $(\gamma, n + \gamma, np)$ и (γ, p) [43,44], оказавшиеся до $E_\gamma^m = 26$ МэВ равными, соответственно, (137 ± 14) и $(197 \div 226)$ МэВ·мб, причем вклад $\sigma^{\text{int}}(\gamma, np)$ в фотопротонное сечение по оценкам не превышает 10 МэВ·мб. Сечения каналов $(\gamma, p_0 + p_1)$ и (γ, n_0) ,

Таблица 14. Интегральные сечения реакции $^{29}\text{Si}(\gamma, p_i)^{28}\text{Al}$ [43], их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых уровней ^{28}Al [26]. $E_{\gamma}^m = 26$ МэВ

<i>i</i>	Характеристики уровней ^{28}Al ($T = 1$)				$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб [43]	$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
	E_i , МэВ	J^{π}	nlj	C^2S_i		
0	0	3^+	$1d_{5/2}$	3,58	$\approx 100^*$	≈ 100
1	0,03	2^+				
2	0,97	0^+	$2s_{1/2}$	0,04	$10,0 \pm 3,5$	0,12—0,16
3	1,01	3^+	$1d_{5/2}$	0,20	$8,1 \pm 5,8$	3,2—3,3
4	1,37	1^+	$2s_{1/2}$	0,47	$25,0 \pm 4,5$	1,25—1,6
5	1,620	1^+	$1d_{5/2}$	0,25	$17,7 \pm 2,2$	2,7—2,8
6	1,623					
7	2,14	2^+	—	—	$12,2 \pm 3,7$	
8	2,20	1^+	$1d_{5/2}$	0,60	$8,5 \pm 2,5$	4,1—4,2
10	2,49	2^+	$1d_{5/2}$	0,27	$12,3 \pm 1,7$	1,45—1,49
12	2,66	$(2-4)^+$	$1d_{5/2}$	$\leq 0,1$	—	$\leq 0,23$
13	2,99	$(1,3)^+$	$1d_{5/2}$	0,36	—	1,2
14	3,01					
17	3,35	2^+	$1d_{5/2}$	0,19	$2,5 \pm 1,7$	0,43—0,45
19	3,54	1^+	$2s_{1/2}$	0,09	—	0,09—0,12
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					197—226 [43,44]	

представленные в таблицах, были получены вычитанием из $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$ суммарных интегральных сечений заселения возбужденных уровней ^{28}Al и ^{28}Si соответственно.

В табл.14 и 15 всем дырочным $1d$ -уровням приписана $1d_{5/2}$ -конфигурация. С учетом изоспинового расщепления мы полагали $E(T_{\zeta}) = 17,0$ МэВ, $E(T_{\zeta}) = 20,1$ МэВ, $\sigma_{\zeta} = 0,36$, $\sigma_{\zeta} = 0,64$. Для подболочки $1d_{5/2}$ расчет выполнялся с двумя вариантами опорных сечений — $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0 + p_1)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_1)$. Оба варианта дали практически одни и те же результаты, что подтверждает близость $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0 + p_1)$ к значению 100 МэВ·мб.

Таблица 15. Интегральные сечения реакции $^{29}\text{Si}(\gamma, n_i)^{28}\text{Si}$ [43], их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых уровней ^{28}Si [26]. $E_\gamma^m = 26$ МэВ

Характеристики уровней ядра ^{28}Si					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб [43]	$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_p , МэВ	$J^\pi T$	nlj	C^2S_i		
0	0	0 ⁺ 0	2s _{1/2}	0,55	20—25*	20—25
1	1,78	2 ⁺ 0	1d _{5/2}	0,51	47,0 ± 6,0*	46,0—47,0
2	4,62	4 ⁺ 0	—	—	1,9 ± 1,8	—
3	4,98	0 ⁺ 0	2s _{1/2}	0,08	9,2 ± 1,8	1,9
4	6,28	3 ⁺ 0	1d _{5/2}	0,45	23,9 ± 4,0	13,4—13,6
11	7,93	2 ⁺ 0	1d _{5/2}	0,13	1,7 ± 1,3	0,7
20	9,32	3 ⁺ 1	1d _{5/2}	0,7	15,1 ± 2,5	5,0—5,2
21	9,38	2 ⁺ 1	1d _{5/2}	0,33	15,6 ± 2,0	2,2
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n + \gamma, np)$					(137 ± 14) [45]	

Диапазон возможных значений $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, x_i)$ для уровней ^{28}Al и ^{28}Si , содержащих примесь $1d_{5/2}$ -дырки (см. табл. 14 и 15), обусловлен использованием двух упомянутых вариантов опорных сечений. Наибольшее значение отвечает выбору в качестве опорного сечения заселения уровня с $i = 1$ ядра ^{28}Si (47,0 МэВ·мб). Наилучшее описание экспериментальных данных получено при следующих значениях параметров a и b : $a = 0,8—0,9$, $b_< = 0,7$, $b_> = 1,0$. Мы видим, что полупрямой распад ДГР ядра ^{29}Si с заселением $1d^{-1}$ -уровней сопровождается преимущественным вылетом нуклонов с орбитальным моментом $l = 3$, и отношением $\Gamma_< / \Gamma_>$ несколько меньше единицы. Первый из этих фактов говорит о том, что в переходах $(1d) \rightarrow (1f2p)$ доминирует $(1d) \rightarrow (1f)$.

Расчет вероятности полупрямых процессов для верхней границы интегрирования 26 МэВ дает для фотопротонного и фотонейтронного каналов, соответственно, следующие значения: 0,51±0,59 и 0,67±0,78.

Все наблюдавшиеся парциальные переходы отвечают возбуждениям нуклонов $1d2s$ -оболочки, т.е. относятся к $E1$ -переходам группы А. Это указывает на то, что для ^{29}Si вклад переходов группы Б ($1p \rightarrow 1d2s$) вплоть до $E_\gamma = 26$ МэВ мал.

Таблица 16. Интегральные сечения реакции $^{30}\text{Si}(\gamma, p_i)^{29}\text{Al}$ [43],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых уровней ядра ^{29}Al [26, 46]. $E_\gamma^m = 26$ МэВ

Характеристики уровней ^{29}Al ($T = 3/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб [43]	$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i		
0	0	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	4,8	$\cong 45^*$	45
1	1,40	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,7	$25,4 \pm 2,2$	14
2	1,75	$(3/2, 7/2)^+$	$(1d_{3/2})$	0,2	$7,2 \pm 2,5$	0,09—0,15(7,2)
4	2,87	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,6	$12,0 \pm 3,2$	0,1—0,2(10,7)
5	3,06	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	1,05	$5,8 \pm 2,5$	3,0
7	3,43	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,13	—	0,09
9	3,64	$(3/2, 5/2)^+$	$(1d_{3/2, 5/2})$	0,25	—	0,01—0,5
10	3,67					
14	4,22	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,24	$1,1 \pm 1,0$	0,3
15	4,40	$(3/2-9/2)^+$	—	—	$11,8 \pm 5,0$	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					93—127 [43,44]	

Изотоп ^{30}Si . Работа [43] является единственной, в которой содержатся сведения о $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименте для ядра ^{30}Si . Данные этой работы приведены в табл. 16 и 17. Вероятность заселения возбужденных состояний ядра ^{29}Al в результате (γ, p) -реакции составляет около 60%. Полагая, что все сколько-нибудь существенные парциальные переходы на возбужденные уровни ^{29}Al в работе [43] выделены, оценим $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ как разность $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ и $\sum_{i>1} \sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, что дает

$$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0) \cong 45 \text{ МэВ}\cdot\text{мб} \text{ до } E_\gamma = 26 \text{ МэВ}.$$

Это величина, составляющая 40% от $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$, приведена в табл. 16.

Большое значение $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ для ^{30}Si (так же, как и для ^{29}Si) естественно объясняется очень большим спектроскопическим фактором основного состояния конечного ядра. Так, в случае ^{29}Al на долю основного состояния приходится около 80% спектроскопической силы протонной дырки в оболочке $1d_{5/2}$ ядра ^{30}Si в основном состоянии. Таким образом, основное со-

Таблица 17. Интегральные сечения реакции $^{30}\text{Si}(\gamma, n_i)^{29}\text{Si}$ [4],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых уровней ^{29}Si [26, 46]. $E_\gamma^m = 26$ МэВ

Характеристики уровней ^{29}Si					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	$J^\pi T$	nlj	C^2S_i	[43]	$K = 0,53$	
0	0	$1/2^+1/2$	$2s_{1/2}$	0,89		$\cong 35^*$	35
1	1,27	$3/2^+1/2$	$1d_{3/2}$	0,87	$60,1 \pm 4,0$	32^*	32
2	2,03	$5/2^+1/2$	$1d_{5/2}$	1,5	$35,3 \pm 3,8$	19	19
3	2,43	$3/2^+1/2$	$1d_{3/2}$	0,19	$28,1 \pm 2,0$	15	3,4—5,7
4	3,07	$5/2^+1/2$	$1d_{5/2}$	0,15	$17,1 \pm 4,0$	9,1	0,9
5	3,62	$7/2^-1/2$	$1f_{7/2}$	0,10	$10,5 \pm 1,8$	5,6	
8	4,84	$1/2^+1/2$	$2s_{1/2}$	0,14	$8,6 \pm 2,4$	4,6	1,7
9	4,90	$5/2^+1/2$	$1d_{5/2}$	0,84	$7,9 \pm 2,7$	4,2	0,4
10	4,93	$3/2^-1/2$	—	—	$4,5 \pm 2,0$	2,4	
16	6,11	$(3/2, 5/2)^+1/2$	—	—	$6,2 \pm 2,4$	3,3	
47	8,33	$5/2^+3/2$	$1d_{5/2}$	2,35	$< 0,5$	$< 0,3$	$\cong 0$
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					(130 ± 15) [43,45]		

В столбце, обозначенном $K = 0,53$, приведены данные работы [43], умноженные на коэффициент 0,53.

стояние ^{29}Al близко к чистому дырочному, и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ должно формироваться за счет полупрямого распада ДГР.

Значение $\sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, n_{i \geq 1}) \cong 180$ МэВ·мб [43], что существенно превышает $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n + \gamma, np) = 137$ МэВ·мб, полученное в эксперименте по измерению полного фотонейтронного сечения на пучке квазимонохроматических фотонов [45]. Введем коэффициент K , на который необходимо умножить все парциальные сечения, чтобы привести их сумму в соответствие с полным фотонейтронным сечением. Значение этого коэффициента определим по ревизованному значению $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_2)$. Последнее оценивалось из $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ в предположении, что как (γ, p_0) , так и (γ, n_2) целиком формируются за счет

полупрямых процессов, что дало $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_2) \cong 19 \text{ МэВ}\cdot\text{мб}$. Значение K , таким образом, оказалось равным $19/35,3 \cong 0,53$.

Перенормированные значения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ приведены во втором справа столбце табл. 17. Эти данные использовались ниже для оценок $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$. Сечение $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$, в свою очередь, оценивалось как разность $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$ и $\sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, n_{i \geq 1})$, где в качестве $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ использовались перенормированные значения. Получено значение $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0) \cong 35 \text{ МэВ}\cdot\text{мб}$. Верхняя граница $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$ в предположении, что сечение реакции (γ, p_1) целиком формируется за счет полупрямых процессов, оказалась равной $64 \text{ МэВ}\cdot\text{мб}$, что не противоречит приведенному выше значению $35 \text{ МэВ}\cdot\text{мб}$.

При расчете полупрямых компонент полагались $E(T_<) = 17,0 \text{ МэВ}$, $E(T_>) = 21,0 \text{ МэВ}$, $\sigma_< = 0,58$, $\sigma_> = 0,42$. Наилучшее воспроизведение экспериментальных данных дает следующий набор параметров: $a = 0,97 \pm 1,0$; $b_< \cong 1$ и $b_> = 0,7 \pm 0,9$. Вероятности полупрямых процессов в протонном и нейтронном каналах распада ДГР ядра ^{30}Si оказались равными $0,57$ и $0,71 \pm 0,73$ соответственно.

Нельзя, однако, полностью исключить вариант, в котором значения $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_2)$ и $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_4)$ существенно больше приведенных в табл. 16. Заселяемые уровни ядра ^{29}Al с $i = 2$ и 4 содержат значительную часть спектроскопической силы протонной $1d_{3/2}$ -дырки, причем имеется корреляция между C^2S_i и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ для $i = 2$ и 4 . Кроме того, уровни с $i = 3$ и 6 , лежащие в этой же энергетической области, но не имеющие дырочной природы, не заселяются при протонном распаде ДГР ядра ^{30}Si . Все это указывает на полупрямой характер каналов (γ, p_2) и (γ, p_4) и заставляет рассмотреть еще один вариант расчета $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_2)$ и $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_4)$, в котором в качестве опорного сечения взято $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_2)$. Новые оценки $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_2)$ и $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_4)$ даны в скобках в крайнем правом столбце табл. 16. Эти величины следует рассматривать как верхние оценки $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ для $i = 2$ и 4 . При этом для верхней оценки вероятности полупрямых процессов в протонном канале распада ДГР ядра ^{30}Si получим значение $0,77$.

Следует, однако, подчеркнуть, что выбор в качестве опорного сечения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_2)$ вместо $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ для расчета полупрямых компонент сечений засе-

ления уровней, содержащих примесь дырки в оболочке $1d_{3/2}$, дает для $\sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_1)$ и $\sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_3)$ значения, намного превышающие экспериментальные. С учетом всего вышеизложенного для вероятности полупрямых процессов в фотопротонном канале распада ДГР ядра ^{30}Si следует ожидать значения на уровне 0,57 (во всяком случае, $\leq 0,77$).

Все наблюдаемые парциальные переходы отвечают возбуждению нуклонов $1d_{2s}$ -оболочки, т.е. относятся к переходам группы А. Вклад переходов группы Б вплоть до 26 МэВ мал.

3.6. Ядро ^{31}P . Исследованию парциальных каналов распада ДГР этого ядра посвящено значительное число работ. Было выполнено три $(\gamma, x\gamma')$ -эксперимента [12, 47, 48]. Из спектров фотонуклонов, измеренных при различных верхних границах спектра тормозного излучения, получены энергетические зависимости сечений реакций (γ, p_i) [49, 50] и (γ, n_i) [51]. В работе [52] на пучке поляризованных протонов измерено сечение реакции $^{30}\text{Si}(p, \gamma_0)^{31}\text{P}$. Наш анализ основывался, главным образом, на данных из наиболее полных экспериментов [47, 50] с привлечением некоторых данных из работ [12, 48, 51] (см. табл. 18 и 19).

При сравнении между собой данных $(\gamma, p\gamma')$ [47] и (γ, p_i) [50] экспериментов (табл. 18) обнаруживается сильное различие в значениях $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ для $i=1$ и 2 и в меньшей степени для группы состояний с $i=5\div 11$. Однако данные работы [47] не противоречат аналогичным данным, полученным с помощью $(\gamma, x\gamma')$ -методики [12, 48], а данные работы [50] находятся в согласии с данными других $(\gamma, p_{i=0,1})$ -экспериментов [49,52]. Анализ этого противоречия сделан в работах [53,54]. Вывод состоит в том, что правильными следует считать данные (γ, p_i) -опытов.

Большие значения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ для низколежащих возбужденных состояний (особенно для $i=1$ и 2), полученные в $(\gamma, p\gamma')$ -экспериментах [12,47,48], можно объяснить тем, что в последних не удалось полностью учесть вклад γ -переходов с высокорасположенных ($\geq 9,5$ МэВ) состояний ^{30}Si , имеющих $J^\pi = 1^-$, на низколежащие уровни ^{30}Si . Такие γ -переходы имеют энергию 7+10 МэВ и находятся в той области, где эффективность регистрации γ -квантов Ge(Li)-детектором низка. В то же время в реакции $^{31}\text{P}(\gamma, p)^{30}\text{Si}$ примерно в 50% случаев конечное ядро остается как раз в состоянии с энергией возбуждения более 9,5 МэВ. Данные $(\gamma, p\gamma')$ - и (γ, p_i) -экспериментов для $i > 11$ не противоречат друг другу.

Из табл. 18 следует, что $\sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i) \cong 320$ МэВ·мб, где для $i > 0$ используются $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, полученные в $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте [47]. Эта величина хорошо согласуется со значением

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, p + \gamma, np) dE_\gamma = (330 \pm 50) \text{ МэВ·мб,}$$

полученным в [55], и показывает, что в работе [47] выделены практически все протонные распады из ДГР ядра ^{31}P на возбужденные уровни ^{30}Si . Правда, в соответствии со сказанным выше, основная часть наблюдавшихся в $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте переходов на уровни ядра ^{30}Si с $i = 1$ и 2 и значительная часть переходов на уровни с $i = 5+11$ на самом деле связана с предшествующим заселением при распаде ДГР уровней ^{30}Si , имеющих энергию возбуждения выше 9,5 МэВ.

Интегральная величина полного фотонейтронного сечения определена в нескольких экспериментах (в частности, в [19]). Усреднение результатов этих экспериментов дает

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, n + \gamma, np + \gamma, 2n) dE_\gamma \cong (200 \pm 30) \text{ МэВ·мб,}$$

причем, согласно [19], $\int_0^{30} \sigma(\gamma, np) dE_\gamma \cong 55$ МэВ·мб, а $\int_0^{30} \sigma(\gamma, 2n) dE_\gamma$ мало и может не учитываться.

Дадим еще некоторые пояснения к экспериментальным данным, приведенным в табл. 18. Величина $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0) = 16$ МэВ·мб превышает на 20% значение из работы [50], т.к. учитывает вклад $\sigma(\gamma, p_0)$ в области от порога до 14,6 МэВ, в этом районе $\sigma(\gamma, p_0)$ в [50] не определялось. Не определялось также $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ для $E_i \geq 9,5$ МэВ. Значение 90+150 МэВ·мб, приведенное для этого сечения в табл. 18, получено вычитанием $\sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, p_{i \leq 50}) = 108$ МэВ·мб (данные второго справа столбца таблицы) из $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ до 25 МэВ, оцененного по данным [50, 55] за вычетом $\int_0^{25} \sigma(\gamma, np) dE_\gamma \cong 25$ МэВ·мб [19]. Интервал 90+150 МэВ·мб учитывает различие данных работ [50,55].

Таблица 18. Интегральные сечения реакции $^{31}\text{P}(\gamma, p_i)^{30}\text{Si}$ [47,50],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых состояний ядра ^{30}Si [26]

Характеристики уровней ^{30}Si ($T = 1$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	E_p , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, p\gamma)$ [47] $E_\gamma^m = 32$ МэВ	(γ, p) [50] $E_\gamma^m = 25$ МэВ	
0	0	0^+	$2s_{1/2}$	0,5	—	16*	16
1	2,24	2^+	$1d_{5/2}$	1,7	100 ± 13	11,3*	12
2	3,50	2^+	$1d_{5/2}$	0,5	59 ± 11	9,7	2,8
3	3,77	1^+	—	—	$12,6 \pm 2,5$		
4	3,79	0^+	$2s_{1/2}$	0,04	—	28,8	0,9
5	4,81	2^+	$\left\{ \begin{array}{l} 1d_{3/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right.$	0,007	$18,8 \pm 5,7$		
6	4,83	3^+		0,17	$11,1 \pm 2,5$		
7	5,23	3^+	$1d_{5/2}$	1,2	$7,0 \pm 2,5$	28,8	3,4
8	5,28	4^+	—	—	$6,0 \pm 2,0$		
9	5,37	0^+	$2s_{1/2}$	0,14	$3,0 \pm 1,0$	28,8	2,3
10	5,49	3^-	—	—	$18,6 \pm 4,4$		
11	5,61	2^+	$1d_{5/2}$	0,31	$15,3 \pm 4,4$	18,3	0,75
14	6,54	2^+	$1d_{5/2}$	0,25	$5,8 \pm 1,8$		
16	6,74	1^-	—	—	—	18,3	0,4
18	6,87	3^+	$1d_{5/2}$	0,59	$11,3 \pm 1,5$		
22	7,08	$3^+(1^+)$	$1d_{5/2}$	0,22	—	18,3	0,25
23	7,26	2^+	$1d_{5/2}$	0,12	$11,3 \pm 3,8$		
27	7,63	2^+	—	—	$4,9 \pm 1,9$	24	0,13
28	7,67	$(1-3)^+$	$1d_{5/2}$	0,37	$2,3 \pm 0,6$		
	8,14		$1d_{5/2}$	0,27	—	24	0,25
	8,78		$1d_{5/2}$	0,14	—		
43	8,90	1^-	—	—	$13,8 \pm 7,5$	24	0,25
	8,92		$1d_{5/2}$	0,15	—		
44	8,95		$1d_{5/2}$	—	—	24	0,25
50	9,25	$(1-3)^+$	$1d_{5/2}$	0,18	—		
	$\geq 9,5$		—	—	—	90—150	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, np)$					330 ± 50 [55] ($E_\gamma^m = 30$ МэВ)		

Таблица 19. Интегральные сечения реакции $^{31}\text{P}(\gamma, n_i)^{30}\text{P}$ [12,47,48,51],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых состояний ядра ^{30}P [26].

Характеристики уровней ядра ^{30}P					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб			$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	$J^{\pi T}$	nlj	C^2S_i	$(\gamma, n\gamma)$ [47] $E_\gamma^m = 32$ МэВ	$(\gamma, n\gamma)$ [12,48] $E_\gamma^m = 30$ МэВ	(γ, n) [51] $E_\gamma^m = 23$ МэВ	
0	0	1^+0	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{array} \right.$	0,66 0,13			$\equiv 40$	63,2 8,7
1	0,68	0^+1	$2s_{1/2}$	0,25		25 ± 4 [48]		23,2
2	0,71	1^+0	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{array} \right.$	0,11 0,46		$\left\{ \begin{array}{l} 30 \pm 8 \\ 39 \pm 10 \end{array} \right.$ [48] [12]		9,6 27,1
3	1,45	2^+0	$1d_{3/2}$	0,47	$24,1 \pm 11,3^*$			23,9
4	1,97	3^+0	$1d_{5/2}$	0,75	$44,8 \pm 8,8$			13,3
5	2,54	3^+0	$1d_{5/2}$	0,65	$11,7 \pm 4,0$			10,0
6	2,72	2^+0	$1d_{5/2}$	0,49	2,3—7,7			7,2
8	2,94	2^+1	$1d_{5/2}$	0,67	$8,3 \pm 3,3$			8,8
9	3,02	1^+0	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{array} \right.$	0,07 0,12	$\left. \right\} 6,8 \pm 1,8$			3,9 4,0
12	3,83	2^+0	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{array} \right.$	0,03 0,41	$\left. \right\} 11,3 \pm 3,8$			10,3
15	4,18	2^+1	$1d_{5/2}$	0,25	$8,0 \pm 2,6$			1,9
20	4,42	2^+0	$1d_{5/2}$	0,44	$3,0 \pm 1,3$			3,1
21	4,47	0^+1	$2s_{1/2}$	0,02				1,2
22	4,50	1^+1	$1d_{3/2}$	0,003	$3,5 \pm 1,3$			
24	4,74	$(1,3)^+0$	$1d_{5/2}$	0,06	$8,3 \pm 1,5$			
28	5,21	$(1-3)^+0$	$1d_{5/2}$	0,24				0,9
31	5,51	$(2,3)^+1$	$1d_{5/2}$	0,11	$3,4 \pm 1,3$			0,25
32	5,59	2^+1	$1d_{3/2}$					
33	5,71	1^+0	$2s_{1/2}$	0,05				
35	5,89	$(1-3)^+1$	$1d_{5/2}$	0,67				1,1
38	6,00	1^+0	$1d_{5/2}$	1,6				0
39	6,05	0^+1	$2s_{1/2}$	0,1				0
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n + \gamma, np)$					200 ± 30 [19]			$E_\gamma^m = 30$ МэВ
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					$140-150$ [19]			

Просуммированные парциальные фотонейтронные сечения дают

$$\sum_{i=0}^{31} \sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i) = 230 \pm 245 \text{ МэВ} \cdot \text{мб.}$$

Это значение превышает приведенное выше (200 ± 30) МэВ·мб для интегрального сечения полной фотонейтронной реакции. Это указывает на то, что при нейтронном распаде ДГР ядра ^{31}P практически не происходит заселения уровней конечного ядра ^{30}P с $i > 32$.

Детали расчета полупрямых компонент описаны в [54], его результаты с незначительными поправками представлены в табл. 18 и 19. Они отвечают значениям $a = 1$, $b_{>} = 1$, $b_{<} = 0,6$ для уровней с дырочной конфигурацией $1d_{5/2}^{-1}$ и $1d_{3/2}^{-1}$. Для $E(T_{<})$ и $E(T_{>})$ выбраны значения 18,3 и 21,2 МэВ; $\sigma_{<}^{\gamma}$ и $\sigma_{>}^{\gamma}$ полагались равными, соответственно, 0,38 и 0,62. Получено хорошее совпадение $\sigma_{\text{dir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ для $i = 0, 1$ и 2 с имеющимися экспериментальными данными [12, 48, 51] (см. табл. 19). Это указывает на то, что полупрямые компоненты доминируют в этих нейтронных каналах.

Вклад полупрямых процессов в фотопротонной реакции составил $0,16 \pm 0,21$ ($E_{\gamma}^m = 25$ МэВ), а в фотонейтронной реакции $0,80 \pm 0,85$ ($E_{\gamma}^m = 30 \pm 32$ МэВ).

Согласно данным реакции однонуклонной передачи в конечных ядрах не наблюдались уровни, содержащие какую-либо часть спектроскопической силы дырочных возбуждений в оболочке $1p$. Это означает, что все парциальные переходы, представленные в этих таблицах, обусловлены дипольными переходами из внешних оболочек ядра ^{31}P . Такие переходы исчерпывают все нейтронное сечение и составляют не менее 42% протонного сечения (до $E_{\gamma} = 25$ МэВ).

3.7. Ядро ^{32}S . Наиболее полная информация о парциальных нуклонных каналах распада ДГР в ^{32}S получена в (γ, p_i) -эксперименте [56] и двух $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментах [57—59]. В работе [59] на основе данных экспериментов [56, 58, 59] определены энергетические зависимости (γ, n_i) -сечений. Данные этих работ приведены в табл. 20 и 21.

В экспериментах [56—59] продукты распада ДГР регистрировались под определенным углом к направлению первичного γ -пучка (90° при регистрации фотопротонов [56], 140° и 150° при регистрации вторичных γ -квантов [57—59]). Приведенные в табл. 20 и 21 $\sigma^{\text{int}}(\gamma, x_i)$ [57—59] получены умножением дифференциальных сечений на 4π . В [56] приведенные в

Таблица 20. Интегральные сечения реакции $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ [56—59],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых состояний ядра ^{31}P [26]

Характеристики уровней ядра ^{31}P ($T = 1/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$, МэВ·мб			$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	(γ, p) [56] $E_\gamma^m = 29$ МэВ	$(\gamma, p \gamma')$ [57] $E_\gamma^m = 26$ МэВ	$(\gamma, p \gamma')$ [58, 59] $E_\gamma^m = 32$ МэВ	
0	0	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	1,0	16*			16
1	1,27	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,75	48	48 ± 12	$47 \pm 9^*$	47
2	2,23	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	2,1	29	25 ± 4	$28 \pm 6^*$	28
3	3,13	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,13	} 39	11 ± 1	11 ± 1	0,9
4	3,30	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,6		13 ± 1	15 ± 1	5,4—6,9
5	3,41	$7/2^+$	—	—		$3,3 \pm 0,6$	$3,1 \pm 0,6$	
6	3,51	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	—		10 ± 3	13 ± 3	
7	4,19	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,6	} 44	6 ± 1	9 ± 1	3,5—5,5
8	4,26	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	—		13 ± 5	10 ± 3	
9	4,43	$7/2^-$	$1f_{7/2}$	(0,04)				
10	4,59	$3/2^+$	$1d_{3/2}$			5 ± 1	$7,5 \pm 2,5$	
11	4,78	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,2	} 51			0,9—1,6
13-14	5,01	$3/2$				(9 ± 4)	6 ± 1	
16	5,26	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,1		5 ± 1	$4,4 \pm 2,5$	0,4
19	5,56	$3/2^+$	$1d_{3/2}$			$3,8 \pm 1,9$	$5,0 \pm 2,5$	
	5,91		$(1d_{5/2})$	0,15	} 69			0,4—0,9
23	5,99	$3/2^-$	$(1d_{5/2})$	0,14		$(3,8 \pm 2,5)$	5 ± 1	0,3—0,9
27	6,34	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,11			$6,3 \pm 2,5$	0,2
40	6,91	$\left(\frac{1}{2} \frac{3}{2}\right)^-$					$(5,0 \pm 2,5)$	
46	7,21	$\left(\frac{1}{2} \frac{3}{2}\right)^-$	$(1d_{5/2})$	0,79	} 69			1—3
	7,98		$(1p_{1/2})$	0,82				
	9,68		$(1d_{5/2})$	0,18				0,06—0,26
	9,97		$(1d_{5/2})$	0,15				0,04—0,2
	12,5				47			
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, np)$					340—345 [56]			} ($E_\gamma^m = 29$ МэВ)
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					$\cong 330$ [19, 56]			

Таблица 21. Интегральные сечения реакции $^{32}\text{S}(\gamma, n_i)^{31}\text{S}$ [57—59],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых состояний конечного ядра ^{31}S [26]

Характеристики уровней ядра ^{31}S ($T = 1/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб			$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб	
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	пересчет из (γ, p_i) $E_\gamma^m = 29$ МэВ [59]	($\gamma, n\gamma'$)			
						$E_\gamma^m =$ = 26 МэВ [57]	$E_\gamma^m = 32$ МэВ [58,59]		
0	0	1/2 ⁺	2s _{1/2}	0,95	≅ 10			≅ 10	
1	1,25	3/2 ⁺	1d _{3/2}	0,8	17—36	24 ± 3	21 ± 7	21—24	
2	2,24	5/2 ⁺	1d _{5/2}	2,2	8—20	13 ± 4	24 ± 6	13—24	
3	3,08	1/2 ⁺	2s _{1/2}	0,14	6			0,5	
4	3,29	5/2 ⁺ (3/2) ⁺	1d _{5/2}	0,7	3,1—7,4			1,5—4,5	
5	3,35	(3/2,7/2) ⁺			0,2—0,8	1,9 ± 1,3	2,1 ± 0,6		
6	3,44	3/2 ⁺	1d _{3/2}		2,6—6,0				
7	4,08	(3/2,5/2) ⁺	1d _{5/2}	0,85	1,5—4,0			1,3—4,1	
8	4,21				1,5—4,5				
10	4,53	(3/2,5/2) ⁺	1d _{3/2}		1,1—3,0				
12	4,72	(3/2,5/2) ⁺	1d _{5/2}	0,45	0,3—1,1			0,5—1,8	
14	4,97	(1/2,3/2) ⁻		0,06	1,4—2,8			2,8	
16	5,15	1/2 ⁺	2s _{1/2}	0,32	1,6			0,4	
22	5,78	(3/2,5/2) ⁺	1d _{5/2}	0,27	} 3—16			0,2—0,7	
24	5,89	(3/2,5/2) ⁺	1d _{5/2}	0,20					0,1—0,5
27	6,27	1/2 ⁺	2s _{1/2}	0,22					0,1
40	6,99	1/2 ⁺	2s _{1/2}	0,05					0,02
41	7,04	(3/2,5/2) ⁺	1d _{5/2}	1,0					0,3—1,6
43	7,17	(3/2,5/2) ⁺	1d _{5/2}	0,21					0,06—0,8
	9,68		(1d _{5/2})	0,18		} 1,4—11			0,01—0,07
	9,97		(1d _{5/2})	0,15					< 0,06
	12,5				3,1				< 3,1
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					95 ± 10 [19] ($E_\gamma^m = 29$ МэВ)				

табл. 20 $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ получены интегрированием по углу с учетом экспериментального углового распределения.

Суммарные интегральные сечения для наблюдаемых в $(\gamma, \chi\gamma')$ -эксперименте фотопротонных и фотонейтронных переходов с учетом каналов (γ, p_0) и (γ, n_0) равны (191 ± 14) и (57 ± 11) МэВ·мб. В то же время интегральные сечения (γ, p) - и (γ, n) -реакции до 29 МэВ составляют, соответственно, $\cong 330$ и 95 МэВ·мб. Таким образом, значительная часть фотонуклонных переходов в $(\gamma, \chi\gamma')$ -эксперименте осталась не выделенной. Это относится главным образом к переходам на высоковозбужденные уровни с $E_i \geq 6$ МэВ ядра ^{31}P и с $E_i \geq 4$ МэВ ядра ^{31}S . Дефицит фотонуклонных распадов в $(\gamma, \chi\gamma')$ -эксперименте на ^{32}S нельзя приписать двухнуклонным реакциям (γ, np) и $(\gamma, 2n)$. По данным работы [19] в области $E_\gamma \leq 29$ МэВ $\sigma^{\text{int}}(\gamma, np) \cong 11$ МэВ·мб, а $\sigma^{\text{int}}(\gamma, 2n) \cong 0$ ($B_{2n} = 28,1$ МэВ).

Процедура расчета $\sigma(\gamma, n_i)$ из экспериментальных $\sigma(\gamma, p_i)$ [59] позволила установить орбитальный момент фотонуклонов. Так, оказалось, что в области $E_\gamma < 20,5$ МэВ происходит преимущественный вылет фотонуклонов с $l = 1$, т.е. в ДГР доминируют оболочечные конфигурации типа $(1d2s)^{-1}2p$. При $E_\gamma > 20,5$ МэВ вылетают фотонуклоны с различными l (от 0 до 3).

При расчете в качестве опорных были выбраны сечения реакций (γ, p_0) , (γ, p_1) и (γ, p_2) . Флуктуационный анализ тонкой структуры сечения (p, γ_0) -реакции на ядре ^{31}P , выполненный в работе [60], показал, что вероятность полупрямого распада в (γ, p_0) -канале ^{32}S составляет около 90%.

Из табл. 20 и 21 следует, что $\sum_i \sigma_{\text{dir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i) = 104 + 112$ МэВ·мб, а $\sum_i \sigma_{\text{dir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i) = 55 + 79$ МэВ·мб. При этом мы полагали, что протонные переходы на состояния ядра ^{31}P с $E_i > 10$ МэВ формируются не за счет полупрямого механизма распада ДГР, поскольку в этой энергетической области находятся лишь дырочные возбуждения в оболочке $1p$ ядра ^{32}S . Последние сильно разбросаны по уровням конечного ядра, так что их вес в волновых функциях этих уровней мал. На малую долю полупрямых распадов ветви $1p \rightarrow 1d2s$ ДГР ядра ^{32}S указывают и теоретические расчеты [61]. Вероятность полупрямых процессов в реакциях (γ, p) и (γ, n) для ядра ^{32}S оценивается, соответственно, как $0,31 + 0,35$ и $0,58 + 0,83$. Вероятность полупрямых процессов в суммарном сечении реакций (γ, p) и (γ, n) составляет $0,37 + 0,45$.

Таблица 22. Интегральные сечения реакции $^{39}\text{K}(\gamma, p_i)^{38}\text{Ar}$ [62], их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых состояний конечного ядра ^{38}Ar [26,46]. $E_\gamma^m = 32$ МэВ

i	Характеристики уровней ядра ^{38}Ar ($T = 1$)				$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб	$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i		
0	0	0^+	$1d_{3/2}$	0,67		29,5
1	2,17	2^+	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,05 \\ 2,8 \end{array} \right.$	} 72,5 ± 4*	72,5
2	3,38	0^+	$1d_{3/2}$	0,01		
3	3,81	3^-	$1f_{7/2}$	0,01	20,9 ± 4	≅ 0
4	3,94	2^+	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,21 \\ 0,15 \end{array} \right.$	} 14,3 ± 2,5	5 2,5
6	4,57	2^+	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,56 \\ 0,30 \end{array} \right.$		
9	4,88	3^-	$1f_{7/2}$	< 0,03	10,1 ± 1,3	≅ 0
11	5,16	2^+	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,28 \\ (0,2) \end{array} \right.$	} 19,8 ± 5	5 1,9
12	5,35	4^+	—	—		
13	5,51	3^-	—	—	6,3 ± 2,5	0
14	5,55	$(1,2)^+$	$2s_{1/2}$	0,7	29,9 ± 6	11,8
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					(260 ± 20) [62]	

Расчет [61] дает 0,40 для вероятности полупрямых процессов в сечении фотопоглощения ядра ^{32}S .

Из табл. 20 и 21 следует, что не менее 55% протонных и 93% нейтронных переходов обусловлены ветвью $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ ДГР ядра ^{32}S .

3.8. Ядро ^{39}K . Парциальные каналы фоторасщепления ядра ^{39}K исследовались в единственном $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименте [62]. Его результаты представлены в табл. 22 и 23. Эксперимент выполнялся при угле регистрации фотонов 140° относительно направления тормозного излучения. Представленные в таблицах $\sigma^{\text{int}}(\gamma, x_i)$ получены умножением на 4π дифференциальных парциальных сечений, приведенных в [62].

Детали расчета для ^{39}K содержатся в работе [62]. Расчет выполнен при $E(T_-) = 18,0$ МэВ, $E(T_+) = 20,3$ МэВ, $\sigma_- = 0,35$, $\sigma_+ = 0,65$. Для расчета полу-

Таблица 23. Интегральные сечения реакции $^{39}\text{K}(\gamma, n_i)^{38}\text{K}$ [62], их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{dir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых состояний конечного ядра ^{38}K [26,46]. $E_\gamma^m = 32$ МэВ

i	Характеристики уровней ядра ^{38}K				$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб	$\sigma_{\text{dir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
	E_i , МэВ	$J^\pi T$	nlj	C^2S_i		
0	0	3^+0	$1d_{3/2}$	1,8	—	70,3
1	0,13	0^+1	$1d_{3/2}$	0,33	—	32,7
2	0,46	1^+0	$2s_{1/2}$	0,19	} —	13,2
			$1d_{3/2}$	0,32		
3	1,70	1^+0	$2s_{1/2}$	0,04	} $9,4 \pm 1,3$	8,8
			$1d_{3/2}$	0,66		
4	2,40	2^+1	$2s_{1/2}$	0,03	} $42,7 \pm 6$	47,7
			$1d_{3/2}$	1,39		
6	2,65	$(2,4)^-0$	$2p_{3/2}$	0,03	} $9,2 \pm 2,5$	0
			$1f_{7/2}$	0,08		
13	3,43	2^+0	$2s_{1/2}$	0,56	} $15,6 \pm 5^*$	15,6
			$1d_{3/2}$	0,19		
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					(160 ± 20) [19]	

прямых компонент сечений, формирующихся вследствие присутствия в заселяемых состояниях примеси дырки в подоболочке $1d_{3/2}$, использовалось $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_1)$, а за счет примеси дырки в подоболочке $2s_{1/2}$ — $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_{13})$. Для уровней, имеющих сравнимые C^2S_i для подоболочек $1d_{3/2}$ и $2s_{1/2}$, получены оценки, отвечающие полупрямому распаду вследствие присутствия каждой из этих дырочных компонент в отдельности. Эти две оценки приводятся в табл.22. В остальных случаях расчет проводился для доминирующей дырочной компоненты. Наилучшее описание экспериментальных данных получено при $a = 0,7+0,8$ и $b_{<} = b_{>} = 1$. Последнее означает, что при полупрямом распаде ДГР ядра ^{39}K уровни ^{38}Ag и ^{38}K , содержащие примесь дырки в подоболочке $1d_{3/2}$, заселяются за счет преимущественной эмиссии нуклонов с $l=3$. Полагая, что парциальные каналы (γ, p_0) и (γ, n_{1-3}) формируются полупрямыми процессами, получаем из табл. 22 и 23 следующие оценки интегральных сечений реакций (γ, p) и (γ, n) до $E_\gamma \cong 30$ МэВ:

$$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p) = \sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i) \cong (260 \pm 20) \text{ МэВ} \cdot \text{мб},$$

$$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n) = \sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i) \cong (200 \pm 25) \text{ МэВ} \cdot \text{мб}.$$

По данным работы [19] в этой же энергетической области ($E_\gamma \leq 30$ МэВ) $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n) \cong (160 \pm 20)$ МэВ·мб, что хорошо согласуется с результатами $(\gamma, n\gamma')$ -эксперимента. Интегральное сечение фотопоглощения по данным $(\gamma, x\gamma')$ -опыта равно 480 МэВ·мб (с учетом реакции (γ, a) [62]), что составляет 80% от классического дипольного правила сумм (60 NZ/A МэВ·мб). Все это свидетельствует о том, что роль нуклонных распадов на состояния с большей энергией возбуждения, чем приведены в табл. 22 и 23, невелика. В частности, невелика роль нуклонных распадов на дырочные уровни подоболочки $1d_{5/2}$ и оболочки $1p$.

Из табл. 22 и 23 следует, что интегральные вероятности полупрямых процессов для реакций (γ, p) и (γ, n) равны, соответственно, 0,56 и 0,95. В суммарном сечении фотонуклонных реакций эта вероятность составляет 0,75.

3.9. Ядро ^{40}Ca . Наиболее полная информация о парциальных нуклонных каналах распада ДГР ядра ^{40}Ca содержится в работах [63, 64], в которых использовалась $(\gamma, x\gamma')$ -методика. Кроме того, в [63] из спектров фотопротонов, измеренных при различных верхних границах спектра тормозного излучения, определены энергетические зависимости (γ, p_i) -сечений. Данные о $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, полученных в [63, 64], приведены в табл. 24.

В работе [64] измерение спектров фотонов проводилось при $\theta_\gamma = 140^\circ$, и значения, приведенные в табл. 24 для этой работы, получены умножением дифференциальных сечений на 4π . Регистрация фотонов в [63] проводилась под разными углами, и интегральные парциальные сечения, приведенные в табл. 24 для этого эксперимента, учитывают форму углового распределения фотонов распада.

Величина $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$, приведенная в последней колонке табл. 24, получена на основе данных [65]. Значения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_1)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_1)$, приведенные в третьей справа колонке таблицы, получены экстраполяцией $\sigma(\gamma, p_1)$ и $\sigma(\gamma, n_1)$, измеренных в работе [63], в область $E_\gamma > 24,6$ МэВ.

В эксперименте [63] в области $E_\gamma < 24,6$ МэВ спектрометрированием фотопротонов были определены энергетические зависимости сечений реакций (γ, p_0) , (γ, p_1) , а также сечений заселения групп состояний конечного ядра ^{39}K с энергиями возбуждения в интервалах 2,8+4,2, 4,2+6,5 и 6,5+8,5 МэВ. Интегральные значения всех этих сечений даны в крайнем правом столбце табл. 24.

Таблица 24. Интегральные сечения реакций $^{40}\text{Ca}(\gamma, p_i)^{39}\text{K}$ и $^{40}\text{Ca}(\gamma, n_i)^{39}\text{Ca}$ [63,64] и характеристики заселяемых состояний конечных ядер [26,46]

Характеристики уровней ядер ^{39}K и ^{39}Ca					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб			
i	ядро	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, x\gamma')$ [64] $E_\gamma^m = 32$ МэВ	$(\gamma, x\gamma')$ [63] $E_\gamma^m = 30,25$ МэВ	(γ, x_i) [63] $E_\gamma^m = 24,6$ МэВ
0	[K Ca	0	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	3,97	110—120	оценки	100 ± 7
					5,4	40—50		38 ± 4
1	[K Ca	2,52 } 2,47 }	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	1,65	61 ± 2,1	59 ± 4	49 ± 5
					2,1	18,2 ± 1,3	18 ± 2	только (γ, p)
2	[K Ca	2,81 } 2,80 }	$7/2^-$	$1f_{7/2}$	0,53	18,5 ± 3,4	17 ± 2	↓
					0,44		3 ± 2	
3	[K Ca	3,02 } 3,03 }	$3/2^-$	$2p_{3/2}$	0,05	16,5 ± 1,8	15 ± 2	50 ± 5
					0,03			
4	K	3,60	$9/2^-$			3,6 ± 1,7	2,3 ± 1	
5	[K Ca	3,88 } 3,87 }	$3/2^-$ } $(3/2^+)$ }	$2p_{3/2}$	0,02	3,4 ± 1,4	2,9 ± 0,7	50 ± 5
8	Ca	3,94	$(3/2^-)$	$(2p_{3/2})$	0,04	11 ± 1,3	10,2 ± 0,7	
10	Ca	4,02	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,09	4,2 ± 2,4		
8	K	4,08	$3/2^-$	$(2p_{3/2})$		3,8 ± 2,5	3,5 ± 0,7	
13	Ca	4,49	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})$	0,1	1,7 ± 0,9		
15	K	4,74	$(3/2^- - 7/2^+)$			3,8 ± 1,8		
16	K	4,93	$3/2^+$			6,3 ± 1,8	5,4 ± 0,8	
22	[K Ca	5,26 } 5,13 }	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	1,0	6,4 ± 1,5	6,5 ± 1	67 ± 8
					1,3	0,9 ± 0,9	2,0 ± 0,7	
21	K	5,17	$(1/2^- - 7/2^+)$			1,3 ± 0,8		
23	K	5,32	$3/2^+$			4,0 ± 1,1	3,8 ± 1,6	
26	[K Ca	5,60 } 5,49 }	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,66	8,2 ± 1,8	8 ± 1	67 ± 8
					0,52	2,4 ± 0,8	2,2 ± 0,8	
28	K	5,71	$3/2^+$			1,8 ± 0,9		
32	K	5,83	$(1/2, 3/2)^-$	$(2p_{3/2})$	0,05	2,6 ± 1,5	2 ± 1	
34	[K Ca	5,94 } 6,00 }	$(1/2, 3/2)^-$ } $(3/2)^-$ }	$(2p_{3/2})$	0,03		1 ± 1	
					(0,02)	1,0 ± 0,6		
42	[K Ca	6,35 } 6,15 }	$5/2^+$ } $(3/2, 5/2)^+$ }	$(1d_{5/2})$	1,25	6,7 ± 1,4	7 ± 1	
					1,3	1,1 ± 0,6	1,5 ± 0,8	
—	Ca	6,40	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})$	(0,25)	1,4 ± 0,5		

Характеристики уровней ядер ^{39}K и ^{39}Ca					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб			
i	ядро	E_p , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, x\gamma')$ [64] $E_\gamma^n = 32$ МэВ	$(\gamma, x\gamma')$ [63] $E_\gamma^n = 30,25$ МэВ	(γ, x_i) [63] $E_\gamma^n = 24,6$ МэВ
49	K	6,55	$7/2^-, T = 3/2$			2 ± 1		
—	K	6,77	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})$	(0,1)	$4 \pm 1,5$		} 97 ± 1
—	Ca	6,92	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})$	(0,09)	$3,7 \pm 1,3$		
—	Ca	7,70	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})$	(0,1)	$1,5 \pm 0,9$		
—	K	8,5						
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$						$\cong 430$	} $(E_\gamma^n = 30 \text{ МэВ})$	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$						$\cong 80$		

Примечания:

- 1) Заселяемые зеркальные уровни в таблице расположены рядом. Они объединены квадратной скобкой во втором столбце.
- 2) В крайнем правом столбце фигурные скобки относятся только к (γ, p) -каналу, т.е. к уровням ядра ^{39}K .
- 3) Величины $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$ оценены по данным ряда экспериментов. (См. обсуждение в тексте).

Измерения энергетических зависимостей $\sigma(\gamma, n_i)$, кроме $\sigma(\gamma, n_0)$ [65] и $\sigma(\gamma, n_1)$ [63], отсутствуют. В работе [64] эти зависимости определены путем подсчета из экспериментальных сечений $\sigma(\gamma, p_i)$ [63].

В работе [64] рассчитаны и полупрямые компоненты $\sigma(\gamma, p_i)$ и $\sigma(\gamma, n_i)$, а также $\sigma_{\text{dir}}^{\text{int}}(\gamma, p)$ и $\sigma_{\text{dir}}^{\text{int}}(\gamma, n)$. Детали вычислений приведены в [64, 66, 67].

Как видно из табл. 24, результаты двух $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов [63, 64] согласуются между собой и с данными [63] по спектрометрированию протонов в области $E_i \leq 6,4$ МэВ. Уровни конечных ядер выше этой энергии возбуждения преимущественно распадаются с испусканием нуклонов (энергия отделения протона в ядре ^{39}K составляет 6,374 МэВ, в ядре ^{39}Ca — 5,804 МэВ). Поэтому лишь часть этих распадов могла быть выделена посредством регистрации вторичных γ -квантов. Распады высоковозбужденных состояний ^{39}K и ^{39}Ca должны давать вклад в сечения реакций $(\gamma, 2p)$ и (γ, np) . Порог реакции $(\gamma, 2n)$ слишком высок (29,3 МэВ), чтобы эта реакция давала существенный вклад в фотонейтронный канал до $E_\gamma = 30$ МэВ. Ряд $(\gamma, 2p_i)$ -каналов обнаружен в эксперименте [64]. Ссылки на (γ, np) -экспери-

менты можно найти в [66, 67]. Из упомянутых работ, в частности, следует, что

$$\int_0^{32} \sigma(\gamma, np) dE_\gamma \cong 7 + 8 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}.$$

С учетом того, что, согласно [17] (см. табл. 24 из этой работы),

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, p + \gamma, np + \gamma, 2p) dE_\gamma = (470 \pm 40) \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$$

и

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, n + \gamma, np) dE_\gamma = (88 \pm 8) \text{ МэВ} \cdot \text{мб},$$

получаем следующие оценки для интегральных сечений реакций (γ, p) и (γ, n) для $E_\gamma^m \leq 30$ МэВ:

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, p) dE_\gamma \cong 430 \text{ МэВ} \cdot \text{мб},$$

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, n) dE_\gamma \cong 80 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}.$$

Сечение $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$, полученное суммированием значений, приведенных в третьей справа колонке табл. 24, составляет около 90 МэВ·мб, что исчерпывает интегральное значение фотонейтронного сечения в области $E_\gamma < 30$ МэВ. Это означает, что данные табл. 24 содержат, по существу, полную информацию о нейтронных каналах распада ДГР ядра ^{40}Ca .

По данным работы [63] интегральное сечение заселения уровней ^{39}K с $E_i > 6,4$ МэВ близко к 100 МэВ·мб ($E_\gamma \leq 24,6$ МэВ). Лишь небольшая часть этой величины (не более 20 МэВ·мб) может быть объяснена наблюдавшимися [64] в этой области E_i каналами реакции (γ, p_i) (табл. 24), а также реакцией $(\gamma, 2p_0)$. В $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте [64] в области $E_i > 6,4$ МэВ суммарное интегральное значение невыделенного (γ, p_i) -сечения составляет более 80 МэВ·мб.

Данные табл. 24 указывают на то, что переходы $1p \rightarrow (1d2s)$ в (γ, n) -канале отсутствуют. В (γ, p) -канале на их долю может приходиться не более $50 \cdot 100/430 \cong 12\%$ интегрального сечения (в суммарном сечении реакций (γ, n) и (γ, p) эта доля не превышает 10%).

Основное и два первых возбужденных состояния ядер ^{39}K и ^{39}Ca являются чистыми нуклонными дырками, соответственно, в подболочках $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$ и $1f_{7/2}$ относительно основного состояния ядра ^{40}Ca . Заселение этих состояний считалось целиком обусловленным полупрямыми распадами. Остальные состояния ^{39}K и ^{39}Ca либо вообще не содержат дырочных компонент (для них C^2S_i равны нулю и поэтому не указаны в табл. 24), либо содержат лишь часть спектроскопической силы дырочного возбуждения в подболочках $1d_{5/2}$ и $2p_{3/2}$. Парциальные сечения заселения уровней, для которых C^2S_i не указаны ($i = 4, 6, 10, 15, 16, 21, 23, 28, 29$), целиком формируются за счет непрямого механизма распада ДГР.

Расчет полупрямых компонент показывает [64, 66, 67], что уровни ^{39}K и ^{39}Ca , содержащие примесь дырки в подболочке $2p_{3/2}$ ($i = 3, 5, 8, 32, 34$), практически целиком заселяются за счет непрямого механизма распада ДГР. Изобар-аналоговые пары уровней ^{39}Ca и ^{39}K , содержащие значительную часть спектроскопической силы дырки в подболочке $1d_{5/2}$ ($i = 18$ и $22, 19$ и $26, 22$ и 42) ядра ^{40}Ca , с большой вероятностью заселяются за счет полупрямых распадов ДГР. В суммарных интегральных сечениях реакций (γ, p) и (γ, n) доля полупрямых распадов составляет, соответственно, $0,59 + 0,66$ и $0,82 + 0,88$. В суммарном интегральном фотонуклонном сечении $(\sigma_{\gamma}^{\text{int}}(\gamma, p) + \sigma_{\gamma}^{\text{int}}(\gamma, n))$ эта доля равна $0,63 + 0,69$. Все оценки относятся к области $E_{\gamma} \leq 30$ МэВ.

И, наконец, в работах [64, 66, 67] для ^{40}Ca оценена вероятность полупрямых распадов в сечении фотопоглощения σ_{γ} . Она найдена с учетом всех возможных каналов распада ДГР — (γ, p) , (γ, n) , $(\gamma, 2p)$, (γ, np) , (γ, α) , (γ, τ) . С учетом того, что испускание двух нуклонов и сложных частиц (α и τ) дает преимущественный вклад в неполупрямую часть сечения фотопоглощения, получено, что вероятность полупрямых распадов в $\sigma_{\gamma}^{\text{int}}$ составляет $\approx 0,55$. Аналогичный результат получен и в теоретическом расчете σ_{γ} для ^{40}Ca , выполненном в [68]. Согласно этому расчету, вероятность полупрямого распада в максимуме ДГР составляет $\approx 0,50$.

4. СИСТЕМАТИЗАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Разделение переходов на различные состояния конечного ядра ($A-1$) показало, что преимущественно заселяются дырочные состояния исходного ядра. Считая, что эта закономерность непосредственно связана с полупря-

Таблица 25. Вероятность полупрямых процессов в интегральных фотонуклонных сечениях ядер $1d2s$ -оболочки и доля переходов группы А ($1d2s \rightarrow 1f 2p$)

Ядро	E_{γ}^m , МэВ	Доля группы А			Вероятность полупрямых процессов		
		γ, p	γ, n	$\gamma, p + \gamma, n$	γ, p	γ, n	$\gamma, p + \gamma, n$
^{17}O	28	$\leq 0,05$	0,20—0,97	0,35—0,75	0,80—0,95	$\geq 0,2$	0,35—0,98
^{18}O	28	0,1—0,9	$\geq 0,37$	0,30—0,88	$\leq 0,8$	$\geq 0,47$	0,36—0,97
^{19}F	30	0,3—0,9	0,48—0,93	0,32—0,89	0,23—0,83	$\geq 0,46$	0,27—0,91
^{29}Na	30	0,47—0,94	0,90	0,65—0,92	0,17—0,31	0,60—0,71	0,34—0,47
^{24}Mg	30	0,68	0,82	0,71	0,47—0,62	0,90—0,95	0,62—0,73
^{25}Mg	28	0,53—0,83			0,20—0,60		
^{26}Mg	27	0,56—0,63			0,35—0,55		
^{27}Al	30	0,87	1,0	0,92	0,28—0,42	0,88	0,53—0,62
^{28}Si	28	0,80—0,85	0,99	0,86—0,89	0,66—0,86	0,93—0,96	0,74—0,89
^{29}Si	26	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	0,51—0,59	0,67—0,78	0,57—0,67
^{30}Si	26	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	0,57($\leq 0,77$)	0,71—0,73	0,65—0,66
^{31}P	30	$\geq 0,42$	$\equiv 1,0$	$> 0,60$	0,16—0,21	0,80—0,85	0,37
^{32}S	29	$\geq 0,55$	$\geq 0,93$	$> 0,64$	0,31—0,35	0,58—0,83	0,37—0,45
^{39}K	30	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	0,56	0,95	0,75
^{40}Ca	30	$\geq 0,88$	$\equiv 1,0$	$\geq 0,90$	0,59—0,66	0,82—0,88	0,63—0,69

мым механизмом вылета нуклона из состояний, сформировавших дипольный резонанс, для каждого ядра удалось в рамках используемых допущений количественно оценить его вклад. Эта информация систематизирована в правой части табл. 25. Отдельно приводятся результаты обработки экспериментальных данных как по протонному, так и по нейтронному каналам. В последнем столбце приведен суммарный результат. Заметим, что суммарный результат практически исчерпывает сечение полного фотопоглощения.

В левой части табл. 25 систематизированы данные о вкладе дипольных переходов нуклонов внешней $1d2s$ -оболочки в гигантский резонанс исследованных ядер. Эти данные также приводятся отдельно для протонного и нейтронного канала. Дан также суммарный результат.

Результаты оценок доли полупрямых переходов в ядрах $1d2s$ -оболочки и вклада дипольных переходов нуклонов внешней $1d2s$ -оболочки показаны также на рис. 2, 3. На этих рисунках приводятся и данные для ядра ^{16}O , полученные из анализа результатов работы [69].

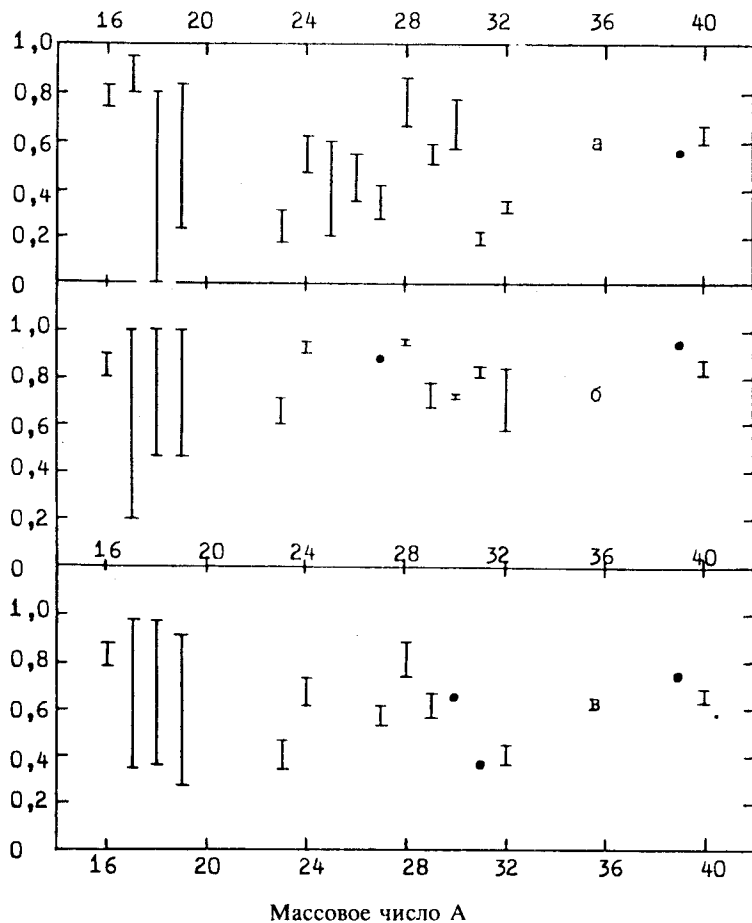


Рис.2. Вероятность полупрямого распада гигантского резонанса ядер $1d2s$ -оболочки в реакциях: а) (γ, p) , б) (γ, n) , в) (γ, N) , где N — протон или нейтрон

Приведенные систематики демонстрируют ряд интересных и подчас неожиданных закономерностей. Ниже в этом разделе мы обсудим эти закономерности и дадим на качественном уровне (поскольку теоретические исследования такого рода отсутствуют) их интерпретацию. Представленный анализ, естественно, не претендует на абсолютную полноту и в ряде пунктов может быть в дальнейшем уточнен или изменен.

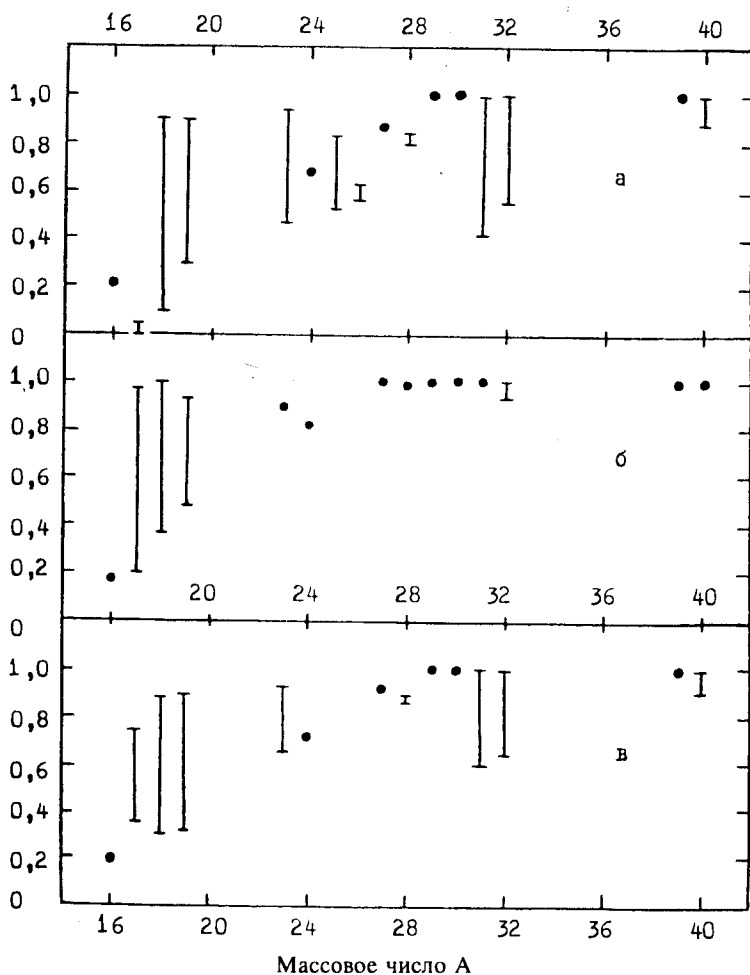


Рис.3. Доля переходов группы А ($1d2s \rightarrow 1f2p$) в гигантском резонансе ядер $1d2s$ -оболочки в реакциях: а) (γ, p) , б) (γ, n) , в) (γ, N) , где N — протон или нейтрон

Вероятность полупрямых процессов в канале (γ, p) меняется в интервале $0,2 \pm 0,8$ при среднем по всей группе ядер значении около 0,5. Обращает на себя внимание резкое изменение вероятности полупрямого распада в протонном канале при переходе от ядра к ядру. Эти изменения далеко выходят за рамки погрешностей оценок и поэтому отражают реальную ситуацию.

Таблица 26. Энергии отделения B_n и B_p нейтронов и протонов в исследованных ядрах $1d\ 2s$ -оболочки и разность Δ_{sdir} в вероятностях полупрямых процессов в каналах (γ, n) и (γ, p)

Группа	Ядро	Проекция изоспина T_z	B_n , МэВ	B_p , МэВ	$\Delta B_{np} = B_n - B_p$, МэВ	Δ_{sdir} , %
I	^{16}O	0	15,67	12,13	3,54	$7,5 \pm 5,3$
	^{24}Mg	0	16,53	11,69	4,84	13 ± 5
	^{28}Si	0	17,18	11,58	5,60	19 ± 10
	^{32}S	0	15,09	8,90	6,19	38 ± 13
	^{40}Ca	0	15,62	8,33	7,29	33 ± 5
II	^{19}F	1/2	10,43	7,99	2,44	от -37 до +77
	^{23}Na	1/2	12,42	8,79	3,63	40 ± 11
	^{27}Al	1/2	13,06	8,27	4,79	53 ± 8
	^{31}P	1/2	12,31	7,29	5,02	64 ± 4
	^{39}K	1/2	13,09	6,37	6,72	39 ± 5
III	^{17}O	1/2	4,14	13,78	-9,64	
	^{18}O	1	8,05	15,94	-7,89	
	^{25}Mg	1/2	7,33	12,06	-4,73	
	^{26}Mg	1	11,10	14,15	-3,05	
	^{29}Si	1/2	8,48	12,33	-3,85	18 ± 7
	^{30}Si	1	10,62	13,51	-2,89	15 ± 6

Вероятность полупрямого распада в канале (γ, n) существенно выше, чем в (γ, p) (в среднем на 40%), и меняется в интервале $0,6 \div 1,0$. Для суммарного сечения эта вероятность меняется от 0,4 до 0,8 при среднем по всем ядрам значении $0,6 \div 0,7$.

Отмеченное существенное превышение вероятности полупрямого распада в канале (γ, n) по сравнению с (γ, p) наблюдается, по существу, для всех ядер, где такое сравнение можно сделать. Особенно следует в этом плане выделить ядра ^{16}O , ^{28}Si и ^{40}Ca , которые исследованы наиболее полно в большом числе экспериментов и данные о которых не вызывают никаких сомнений.

По крайней мере два фактора могут влиять на столь сильное различие в вероятности полупрямых процессов в фотонейтронном и фотопротонном каналах: разница в порогах (или энергиях отделения) протонов и нейтронов и изоспиновое расщепление ДГР. Проанализируем оба фактора. Обратимся к табл. 26, где для исследованных ядер $1d\ 2s$ -оболочки приведены энергии отделения нейтронов и протонов B_n и B_p , их разности $\Delta B_{np} = B_n - B_p$, а также разности

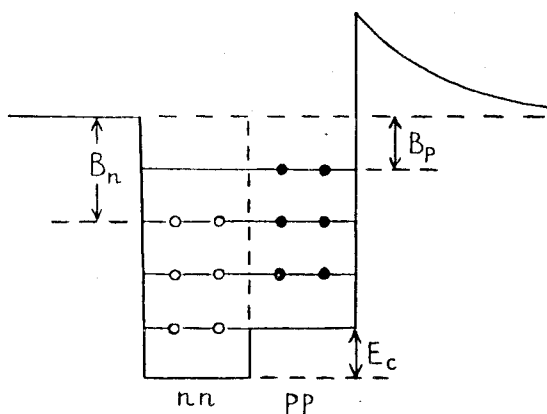


Рис.4. Схематическое изображение потенциальной ямы для протонов и нейтронов

$$\Delta_{\text{mdir}} = \Delta_{\text{mdir}}^n - \Delta_{\text{mdir}}^p$$

в вероятностях полупрямых процессов в реакциях (γ, n) и (γ, p) . Ядра разбиты на три группы: первая группа — самоспряженные ($N = Z$) четно-четные ядра с проекцией изоспина $T_z = 0$; вторая группа — ядра, имеющие на один протон меньше, чем соседнее самоспряженное ядро, т.е. ядра с $T_z = 1/2$; третья группа — ядра, имеющие на 1-2 нейтрона больше, чем соседнее самоспряженное ядро.

Начнем анализ с ядер первой группы, для которых изоспиновое расщепление ДГР отсутствует. Для ядер этой группы B_n существенно больше B_p , причем $\Delta B_{np}(A)$ растет при увеличении A от 3,54 МэВ для ^{16}O до 7,29 МэВ для ^{40}Ca . Это различие возникает из-за кулоновского взаимодействия между протонами, вследствие чего потенциальная яма для протонов в ядре меньше, чем для нейтронов, на величину кулоновской энергии протона $E_c = (1,44 \cdot Z/A^{1/3} - 1,13)$ МэВ. Эта ситуация схематически изображена на рис.4. Из-за более глубокой потенциальной ямы для нейтронов Б-ветвь ДГР, связанная с возбуждением внутренней ($1p$) оболочки, оказывается в (γ, n) -канале подавленной по сравнению с (γ, p) . Поскольку вероятность полупрямых процессов в Б-ветви ДГР существенно ниже, чем в А-ветви [17], это приводит к наблюдаемому превышению доли полупрямого механизма в реакции (γ, n) по сравнению с (γ, p) . Из табл. 26 также видно, что с ростом ΔB_{np} растет и Δ_{mdir} . Усреднение Δ_{mdir} для первой группы ядер дает $\bar{\Delta}_{\text{mdir}} \cong 22\%$.

Для ядер второй группы имеет место примерно такое же различие между B_n и B_p , как и для ядер первой группы, что должно приводить к более высокой доле полупрямых процессов в канале (γ, n) . Кроме того, для ядер второй группы существует изоспиновое расщепление ДГР, также способствующее возрастанию вероятности полупрямых процессов в реакции (γ, n) и уменьшению ее в реакции (γ, p) . В данном случае пороговый (кинематический) и изоспиновый факторы действуют в одном направлении, что должно приводить к увеличению Δ_{dir} для второй группы ядер по сравнению с первой. Данные табл. 26 подтверждают это. Усреднение Δ_{dir} для второй группы ядер (без учета слишком неопределенных данных для ^{19}F) дает $\Delta_{\text{dir}} \cong 45\text{-}50\%$, что значительно больше, чем для ядер первой группы (22%).

Поясним, каким образом изоспиновый фактор способствует увеличению вероятности полупрямых процессов в канале (γ, n) по сравнению с (γ, p) . Обратимся к рис. 1, на котором показана схема изоспинового расщепления ДГР, возникающего у ядер с $T_z \neq 0$. Величина изоспинового расщепления (разность энергий $T_{<}$ - и $T_{>}$ - ветвей ДГР), вычисляемая по формуле [18],

$$\Delta E = 60 \frac{T_z + 1}{A} \text{ МэВ}, \quad (12)$$

меняется от 4,7 МэВ для ^{19}F до 2,3 МэВ для ^{39}K . Вследствие указанного расщепления по энергии $T_{>}$ - и $T_{<}$ -входные дипольные $1p1h$ -состояния могут оказаться в области с существенно различной плотностью дипольных $2p2h$ -уровней, распад на которые приводит к возникновению статистических (неполупрямых) фотонуклонов. Вероятность возникновения статистических нуклонов определяется шириной распада Γ^\downarrow (полная ширина распада гигантского резонанса $\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow$, где Γ^\uparrow — ширина полупрямого распада), которая определяется следующим соотношением:

$$\Gamma^\downarrow = 2\pi \langle \dots \rangle^2 |V| |1p1h\rangle \rho_{2p2h}, \quad (13)$$

где $\langle \dots \rangle^2$ — средний квадрат матричного элемента перехода $1p1h$ -состояний в $2p2h$ за счет ядерных взаимодействий, а ρ_{2p2h} — плотность $2p2h$ -дипольных состояний. Таким образом, вероятность неполупрямых распадов существенным образом определяется плотностью ρ_{2p2h} . Как показывают расчеты [42] плотностей $2p2h$ -дипольных состояний, выполненные для ядер ^{28}Si и ^{32}S (см. рис.5), в районе максимума ДГР ($\cong 20$ МэВ) ρ_{2p2h} резко возрастает. В силу этого $T_{>}$ -ветвь ДГР оказывается «погруженной» в

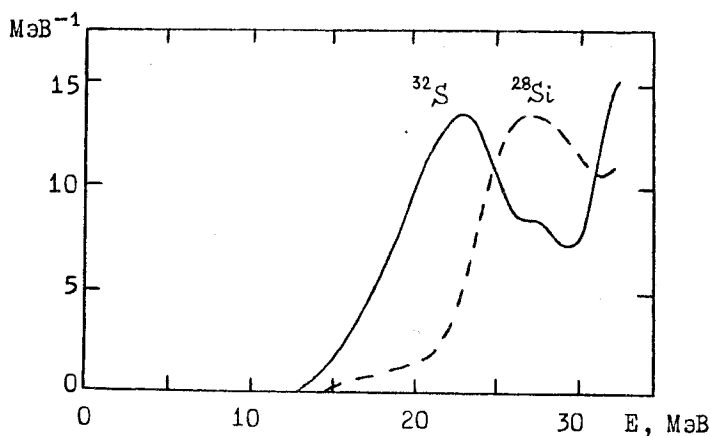


Рис.5. Плотности $2p2h$ -дипольных состояний, рассчитанные для ядер ^{28}Si и ^{32}S в работе [42]

существенно более плотный фон $2p2h$ -состояний, чем ветвь $T_{<}$. За счет этого доля непопулярных фотонуклонов, вылетающих при распаде $T_{>}$ -ветви, должна заметно превосходить долю непопулярных фотонуклонов, вылетающих при распаде $T_{<}$ -ветви. В то же время $T_{>}$ -ветвь в наибольшей степени проявляется в (γ, p) -канале, а $T_{<}$ -ветвь — в (γ, n) -канале. Указанный эффект объясняет значительное увеличение Δ_{dir} у ядер второй группы, по сравнению с первой.

Приведем дополнительные аргументы, подтверждающие вышеизложенную концепцию. Анализ экспериментальных данных по парциальным каналам распада ДГР ядер ^{23}Na , ^{27}Al , ^{31}P и ^{39}K [23, 25, 54, 62, 70] показал, что основная часть (60-80%) нейтронных распадов ДГР у таких ядер идет на уровни с $T=0$ конечных ядер (т.е. возникает при распаде $T_{<}$ -ветви ДГР), а эти последние заселяются почти целиком за счет эмиссии полупрямых нейтронов. Далее, у ядер второй группы наблюдается заметное уменьшение доли полупрямых распадов в канале (γ, p) по сравнению с соседними ядрами первой группы, что непосредственно следует из вышеизложенной концепции, согласно которой попадание $T_{>}$ -ветви в область с большим ρ_{2p2h} скажется прежде всего на увеличении статистических распадов по протонному каналу. Если сравнивать величины ΔB_{np} и Δ_{dir} для ядер второй группы, то видно, что в отличие от ядер первой группы не наблюдается роста Δ_{dir} с

увеличением ΔB_{np} . Это можно объяснить уменьшением в два раза величины изоспинового расщепления при переходе от ядер начала $1d2s$ -оболочки (^{19}F) к ядрам конца оболочки (^{39}K). Изоспиновый фактор в наибольшей степени влияет на ядра начала оболочки и таким образом выравнивает значения Δ_{sdir} для ядер с различными массовыми числами.

Важно подчеркнуть, что зависимости, изображенные на рис.5, позволяют также объяснить, на первый взгляд, очень странный факт — резкое уменьшение (в два раза, если говорить о суммарном фотонуклонном сечении) вероятности полупрямых процессов для ядра ^{32}S по сравнению с ядром ^{28}Si . Оба ядра относятся к первой группе ядер (четно-четные самосопряженные ядра) и имеют близкие массовые числа. Из рис. 5 следует, что резкое увеличение плотности $2p2h$ -состояний, по которым могут разбрасываться входные дипольные состояния, для ядра ^{32}S происходит значительно ниже по энергии (почти на 5 МэВ), чем для ядра ^{28}Si . По существу, у ядра ^{32}S весь гигантский резонанс «погружен» в плотный фон таких состояний, в то время как у ядра ^{28}Si — лишь высокоэнергичная часть, расположенная за максимумом гигантского резонанса.

Для ядер третьей группы $B_p > B_n$ и в этом плане ситуация обратная по сравнению с ядрами первой и второй групп. Если бы отсутствовал изоспиновый фактор, то можно было бы ожидать выравнивания вероятностей полупрямых распадов в каналах (γ, n) и (γ, p) для ядер третьей группы или даже превышения ее в канале (γ, p) . С другой стороны, изоспиновый фактор в данном случае (как и в случае ядер второй группы) действует в сторону увеличения Δ_{sdir} . Трудно предсказать, в какой степени эти два фактора будут компенсировать друг друга и какой из них окажется определяющим. Во всяком случае, Δ_{sdir} для ядер третьей группы должна быть меньше, чем для ядер второй группы. Данные по двум исследованным ядрам третьей группы (^{28}Si , ^{30}Si) подтверждают это.

Перейдем теперь к вопросу о роли нуклонов внешней ($1d2s$) оболочки в формировании гигантского резонанса исследованных ядер. На рис.3 систематизированы данные о вероятности возбуждения А-ветви ДГР. Хорошо видно, что вероятность возбуждения А-ветви растет с увеличением массового числа, и при $A \cong 30$ Б-ветвь практически вымирает. Увеличение доли А-ветви с ростом массового числа — предсказанный концепцией «конфигурационного расщепления» ДГР [17] эффект заполнения $1d2s$ -оболочки по мере возрастания числа нуклонов.

Сравнение рис.3,а и б показывает, что Б-ветвь в (γ, n) -реакции «вымирает» раньше, чем в (γ, p) . Это объясняется тем, что у большинства проанализированных ядер фотонейтронный порог существенно выше фотопр-

тонного (см. табл.26), что приводит к дополнительному подавлению Б-ветви в фотонейтронном канале.

Нужно помнить, однако, что значительная доля переходов группы Б располагается при энергиях возбуждения выше 30 МэВ [17,71], т.е. за пределами той энергетической области, которая анализировалась в данном обзоре. Поэтому для того, чтобы увидеть Б-ветвь в ядрах конца $1d2s$ -оболочки и тем более детально ее исследовать, необходимы эксперименты по измерению парциальных фотонуклонных сечений при $E_\gamma > 30$ МэВ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Систематизирован и проанализирован весь имеющийся материал по парциальным фотоядерным сечениям ядер $1d2s$ -оболочки ($8 \leq Z \leq 20$), полученный из экспериментов по спектрометрированию нуклонов и гамма-квантов девозбуждения ($\gamma, \chi\gamma'$ -экспериментов). Общее число измеренных парциальных переходов для 15 ядер этой области превышает 300. Представленная систематика содержит наиболее полную и глубокую информацию о распаде дипольного гигантского резонанса с заселением отдельных уровней конечных ядер. Анализ этой информации демонстрирует исключительную эффективность данного метода исследования высоковозбужденных ядерных состояний. Для ядер $1d2s$ -оболочки этот анализ выявил:

- большую вероятность полупрямого механизма распада ДГР, в результате которого ядро после вылета нуклона остается в дырочном состоянии,
- особую информативность фотонейтронного канала о конфигурационной структуре входных дипольных состояний,
- сильное влияние кинематического и изоспинового факторов на соотношение полупрямого и статистического механизмов распада ДГР,
- соответствие оболочечной структуры ДГР концепции его «конфигурационного расщепления» [17].

Все эти результаты непосредственно следуют из экспериментальных данных. Необходимо особо подчеркнуть, что представленный экспериментальный материал открывает уникальную возможность тестирования современных ядерных теорий. Вся информация об измеренных парциальных каналах имеется в Центре данных фотоядерных экспериментов Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ (Москва 119899, НИИЯФ МГУ, ЦДФЭ) и может быть представлена заинтересованным лицам.

В настоящее время наиболее полные данные о парциальных фотоядерных каналах имеются для ядер $1d2s$ -оболочки. Поэтому целесообразно исследовать в экспериментах ядра других областей, и прежде всего легкие ядра $1f2p$ -оболочки, для которых обсуждаемый метод может оказаться весь-

ма эффективным. Хотя интерпретация таких данных может оказаться менее однозначной из-за более сильного нарушения корреляции между величинами парциальных сечений и соответствующими спектроскопическими факторами. К настоящему времени опубликованы данные $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов для двух ядер $1f2p$ -оболочки — ^{45}Sc [72] и ^{58}Ni [73].

Что касается ядер $1d2s$ -оболочки, то эксперименты в этой области также нельзя считать законченными. Необходимо, в частности, получить $(\gamma, x\gamma')$ -данные для изотопов $^{33,34}\text{S}$, $^{35,37}\text{Cl}$ и $^{36,40}\text{Ar}$, с тем чтобы заполнить диапазон массовых чисел $32 < A \leq 40$. Опубликовано первое сообщение о $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименте на изотопах хлора [74]. Весьма полезными были бы данные по изотопам неона и более точные эксперименты по изотопам кислорода и $^{25,26}\text{Mg}$. Получение всех этих сведений позволило бы с большим основанием говорить о тех закономерностях фоторасщепления ядер $1d2s$ -оболочки в области ДГР, которые обсуждались в предыдущем разделе, и, возможно, привело бы к обнаружению новых эффектов. Одним из возможных ожидаемых эффектов является увеличение вероятности полупрямых процессов у ядер с заполненными оболочками. Из рис.2 видно, что вероятность полупрямого механизма, по-видимому, максимальна при $A \equiv 16, 28$ и 40 , т.е. при тех массовых числах, которые отвечают заполнению оболочки $1p$, подоболочки $1d_{5/2}$ и оболочки $1d2s$. Однако для окончательных выводов не хватает информации по ядрам с $A = 17, 18, 20-22, 25, 26, 33-38$.

Что касается экспериментов по спектрометрии частиц, то данные настоящего обзора указывают на весьма большую ценность для изучения оболочечной структуры ДГР энергетических зависимостей парциальных фотонейтронных сечений. В фотонейтронных сечениях доминируют полупрямые процессы. В силу этого характер и вероятность заселяемых состояний конечного ядра в (γ, n) -реакции дает наиболее прямую информацию о подоболочках, участвующих в возбуждении ДГР. Ценность такого рода информации оправдывает трудности постановки подобных экспериментов.

Работа выполнена частично в рамках гранта РФФИ и гранта «Университеты России».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Эрамжян Р.А. — ЭЧАЯ, 1992, т.23, с.1770.
2. Fallieros S., Goulard B. — Nucl.Phys., 1970, vol.A147, p.593.
3. O'Rielly G.V., Zubanov D., Thompson M.N. — Phys.Rev., 1989, vol.C40, p.59.
4. Bangert K., Berg U.E.P., Wienhard K., Wolf H. — Z.Physik, 1976, vol.A278, p.295.

5. Woodworth J.G., McNeil K.G., Jury J.W. et al. — Phys.Rev., 1979, vol.C19, p.1667.
6. Ajzenberg-Selove F. — Nucl.Phys., 1986, vol.A460, p.1.
7. Mairle G., Wagner G.J., Doll P. et al. — Nucl.Phys., 1978, vol.A299, p.39.
8. Jury J.W., Watson J.D., Bowley D. et al. — Phys.Rev., 1985, vol.C32, p.1817.
9. Jury J.W., Berman B.L., Faul D.D. et al. — Phys.Rev., 1980, vol.C21, p.503.
10. Allan J.D., Jury J.W., Johnson R.G. et al. — Can.J.Phys., 1975, vol.53, p.786.
11. Jury J.W., Kuo P.C.-K., Weller H.R., Raman S. — Phys.Rev., 1987, vol.C36, p.1243.
12. Thomas B.J., Buchnea A., Jrish J.D., McNeil K.G. — Can.J.Phys., 1972, vol.50, p.3085.
13. Thomson J.E.M., Thompson M.N. — Nucl.Phys., 1979, vol.A330, p.66.
14. Kerkhove E., Van der Vyver R., Ferdinande H. et al. — Phys.Rev., 1985, vol.C32, p.368.
15. Sherman N.K., Lokan K.H., Gellie R.W. — Can.J.Phys., 1976, vol.54, p.1178.
16. Капитонов И.М. — Дисс. докт. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1983.
17. Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G. — Phys.Rep., 1986, vol.136, p.229.
18. Akyüz R.Ö., Fallieros S. — Phys.Rev.Lett., 1971, vol.27, p.1016.
19. Veyssièrè A., Bergèrè R., Beil H. et al. — Nucl.Phys., 1974, vol.A227, p.513.
20. Ajzenberg-Selove F. — Nucl.Phys., 1983, vol.A392, p.1.
21. Ajzenberg-Selove F. — Nucl.Phys., 1978, vol.A300, p.1.
22. Ишханов Б.С., Мокеев В.И., Новиков Ю.А. и др. — ЯФ, 1980, т.32, с.885.
23. Габелко А.С., Иргашев К.М., Ишханов Б.С. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.1145.
24. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шведунов В.И. и др. — ЯФ, 1981, т.33, с.581.
25. Габелко А.С., Иргашев К.М., Ишханов Б.С. и др.—Вестник МГУ, сер. физика, астрономия, 1987, т.28, с.24.
26. Endt P.M., Van der Leun C. — Nucl.Phys., 1978, vol.A310, p.1.
27. Bangert K., Berg U.E.P., Junghans G. et al. — Nucl.Phys., 1976, vol.A261, p.149.
28. Sutton R.A., Thompson M.N., Hirooka M. et al. — Nucl.Phys., 1986, vol.452, p.41.
29. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Orlin V.N. et al. — Nucl.Phys., 1979, vol.A313, p.317.
30. Иргашев К.М., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. — ЯФ, 1987, т.46, с.689.
31. Thomson J.E.M., Thompson M.N. — Nucl.Phys., 1977, vol.A285, p.84.
32. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, т.43, с.186.
33. Guldbranson R.L., Cardman L.S., Doron A. et al. — Phys.Rev., 1983, vol.C27, p.470.
34. De Rosa A., Inghima G., Sandoli M. et al. — Lett.Nuovo Cim., 1984, vol.40, p.401.
35. Kihm Th., Knöpfle K.T., Riedesel H. et al. — Phys.Rev.Lett., 1986, vol.56, p.2789.

36. Kerkhove E., Berkvens P., Van der Vyver R. et al. — Nucl.Phys., 1987, vol.A474, p.397.
37. Singh P.P., Segel R.E., Meyer-Schützmeister L. et al. — Nucl.Phys., 1965, vol.65, p.577.
38. Wu C.P., Firk F.W.K., Phillips T.W. — Nucl.Phys., 1970, vol.A147, p.19.
39. Габелко А.С. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1987, т.51, с.976.
40. Габелко А.С. — Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1988.
41. Kuhlman E., Snower K.A., Feldman G., Hindi M. — Phys.Rev., 1983, vol.C27, p.948.
42. Канзюба В.Г. — Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1983.
43. Ryan P.J., Thompson M.N. — Nucl.Phys., 1986, vol.457, p.1.
44. Zubanov D., Sutton R.A., Thompson M.N. — Частное сообщение, 1985.
45. Pywell R.E., Berman V.L., Jury J.W. et al. — Phys.Rev., 1983, vol.C27, p.960.
46. Endt P.M. — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, vol.19, p.23.
47. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — ЯФ, 1987, т.45, с.907.
48. Zalzman L., Thomson J.E.M., Thompson M.N. — Intern.Conf. on Photonucl.React. and Appl.Asilomar, 1973. Summaries of Contr. Papers, p.2B12-1.
49. Tsubota H., Kawamura N., Oikawa S. et al. — J.Phys.Soc.Japan, 1973, vol.35, p.330.
50. Kerkhove E., Ferdinande H., Van Otten P. et al. — Phys.Rev., 1985, vol.C31, p.1071.
51. Gellie R.W., Lokan K.H., Sherman N.K. — Intern.Conf. on Photonucl. React. and Appl. Asilomar, 1973, Summaries of Contr.Papers, p.2B13-1.
52. Cameron C.P., Ledford R.D., Potokar M. et al. — Phys.Rev., 1980, vol.C22, p.397.
53. Арзобеков У.Р. — Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1987.
54. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Ишханов Б.С. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.903.
55. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Shevchenko V.G., Yur'ev V.A. — Phys.Lett., 1964, vol.9, p.162.
56. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. — ЯФ, 1978, т.28, с.590.
57. Thomson J.E.M., Thompson M.N., Stewart R.J. — Nucl.Phys., 1977, vol.A290, p.14.
58. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук, 1986, №2, с.52.
59. Арзобеков У.Р., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. — ЯФ, 1986, т.44, с.1124.
60. Mason W.M., Tanner N.W., Kernel G. — Nucl.Phys., 1969, vol.A138, p.253.
61. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kanzyuba V.G. et al. — Nucl.Phys., 1983, vol.A405, p.287.
62. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1987, т.51, с.134.
63. Vrajnik D., Jamnik D., Kernel G. et al. — Phys.Rev., 1974, vol.C9, p.1901.
64. Габелко А.С., Жалилов М.Х., Ишханов Б.С. и др. — Вестник МГУ, сер. физика, астрономия, 1986, т.27, с.43.

65. **Wu C.P., Baglin J.E.E., Firk F.W.K., Phillips T.W.** — Phys.Lett., 1969, vol.29B, p.359.
66. **Габелко А.С., Жалилов М.Х., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.** — Дипольный гигантский резонанс ядер с числом нейтронов $N = 20$. Деп. ВИНТИ №6142-B86, 1986.
67. **Жалилов М.Х.** — Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1986.
68. **Живописцев Ф.А., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Шведунов В.И.** — ЯФ, 1977, т.26, с.754.
69. **Caldwell J.Th.** — Ph.D.Thesis (Preprint University of California UCRL-50287, 1967).
70. **Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др.** — ЯФ, 1985, т.42, с.1059.
71. **Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г. и др.** — УФН, 1990, т.160, вып.3, с.57.
72. **Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А.** — ЯФ, 1993, т.56, вып.12, с.263.
73. **Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А.** — ЯФ, 1993, т.56, вып.8, с.1.
74. **Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Tutyn I.A.** — IV Intern. Conf. on Selected Topics in Nucl. Structure, Dubna, 1994, Contributions, p.51.