

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДИПОЛЬНОГО ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА В $(\gamma, x\gamma')$ -ЭКСПЕРИМЕНТАХ

*Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов*

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

*Р.А.Эрамжян*

Институт ядерных исследований РАН, Москва

Описываются  $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименты, в которых регистрируется  $\gamma'$ -фотон с определением его энергии,  $x$  — нерегистрируемая вылетевшая из ядра частица (протон, нейтрон, дейтрон и т.д.). Использование в этих экспериментах германиевых детекторов большого чувствительного объема ( $\sim 100 \text{ см}^3$ ) для регистрации и спектрометрии  $\gamma'$ -фотона существенно расширяет информацию о парциальных каналах фоторасщепления атомных ядер, в особенности в реакциях  $(\gamma, p_f)$  и  $(\gamma, n_f)$ , где  $f$  нумерует уровни конечного ядра, и позволяет значительно продвинуться в понимании механизма формирования и распада дипольного гигантского резонанса. В обзоре обсуждаются особенности постановки и надежность таких экспериментов, принципы их интерпретации и конкретные физические результаты. Подчеркивается важность совместного анализа данных  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов и экспериментов по спектрометрии частиц. Детально рассмотрены данные для ядер  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{40}\text{Ca}$ .

The  $(\gamma, x\gamma')$  experiments are described where  $\gamma'$  is the recorded photon whose energy is being determined, and  $x$  is an unobservable ejectile (proton, neutron, deuteron ...). The  $\gamma'$ -photon registration and spectrometry are based on the use of Ge(Li) detectors with a large sensitive volume (about  $100 \text{ cm}^3$ ), which enables one to get a deeper insight into the partial photodisintegration channels of atomic nuclei, specifically in the  $(\gamma, p_f)$  and  $(\gamma, n_f)$  reactions ( $f$  is the number of the final nucleus level) and also a better understanding of the dipole giant resonance formation and decay. The details of the experimental design, the reliability, the principles of interpretation and some particular physics results are discussed. The importance of a joint analysis of the  $(\gamma, x\gamma')$  data and the particle spectroscopy results is emphasized. The cases of  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  and  $^{40}\text{Ca}$  are presented.

## ВВЕДЕНИЕ

Дипольный гигантский резонанс (ДГР) является одной из фундаментальных мод возбуждения атомных ядер. Почти пятьдесят лет исследований этой моды сыграли определяющую роль в становлении современных представлений о коллективных возбуждениях в ядре. Различные

подходы, развитые для его описания; были нацелены главным образом на интерпретацию усредненных характеристик резонанса — области локализации, его формы и ширины. Соответствующая экспериментальная информация обычно черпается или из данных по сечению полного фотопоглощения, или из совокупности данных по полному фотопротонному и фотонейтронному сечению. Для трансурановых элементов — из данных по сечению деления.

Однако распадные характеристики ДГР, и особенно, если фиксируются состояния конечного ядра (так называемые парциальные каналы расщепления  $(\gamma, x_f)$ , где  $x$  — вылетевшая частица, а индекс  $f$  относится к определенному состоянию конечного ядра), несут более детальную информацию о природе гигантского резонанса [1,2]. В первую очередь, это информация о том, каким образом распределяется энергия, сконцентрированная в дипольном состоянии. По существу, речь идет о соотношении между ширинами разброса входных дипольных состояний по состояниям сложной природы, приводящего к потере коллективности, и ширинами испускания нуклонов в непрерывный спектр на каждом из этапов усложнения конфигурации. Различные стадии испускания нуклонов получили названия полупрямого, предравновесного и равновесного процессов.

Название *полупрямого* получил такой процесс испускания нуклона из ДГР в непрерывный спектр, при котором конечное ядро остается в дырочном состоянии. Эти дырочные состояния конечного ядра хорошо известны по реакциям  $(p, d)$ ,  $(d, {}^3\text{He})$  и т.д. Парциальные переходы на эти дырочные состояния несут информацию о входных частично-дырочных конфигурациях и поэтому представляют наибольший интерес.

*Предравновесный* распад ДГР связан с испусканием нуклонов в непрерывный спектр на последующих, но начальных стадиях разброса входных дипольных состояний. В результате вылета нуклона заселяются более сложные, чем дырочные, состояния конечного ядра. Но они еще не столь сложны, природа их известна, что позволяет выявить, на какой стадии разброса входных состояний произошло испускание нуклона. Таким образом, исследование парциальных каналов фоторасщепления ядер позволяет воссоздать микроскопическую картину всего явления фотоядерного гигантского резонанса. Этим и обусловлен тот большой интерес к исследованию парциальных каналов распада ДГР, который проявляется в последнее время. Что же касается *равновесного* распада, то он уже не несет информации о начальной стадии и отражает, в основном, усредненные характеристики ядерной системы.

Особый интерес к распадным характеристикам ДГР имеет место в легких ядрах ( $A < 40$ ) и в ядрах средней массы. В легких ядрах не возни-

кает единого пика вследствие неполной коллективизации частично-дырочных конфигураций. Дипольные переходы нуклонов из различных подоболочек концентрируются в различных энергетических областях. Резонанс оказывается «рассыпанным» по некоторым энергетически разделенным группам локальных дипольных переходов. Имеет место так называемое *конфигурационное расщепление* ДГР, которое определяет основные черты резонанса в этих ядрах. Информация о микроскопической структуре локальных резонансов сосредоточена как раз в сечениях полупрямых процессов.

Детально явление конфигурационного расщепления обсуждается в обзоре [2]. В легких ядрах каркас ДГР формируется, по существу, из нуклонных переходов двух типов:

— тип А: из внешней оболочки в свободную (для ядер  $1d2s$ -оболочки это переходы  $1d2s \rightarrow 1f2p$ );

— тип Б: из внутренней заполненной оболочки во внешнюю, частично заполненную (для ядер  $1d2s$ -оболочки это переходы  $1p \rightarrow 1d2s$ ).

Энергии этих переходов сильно различаются за счет резкого опускания глубоких одночастичных уровней. Сильный разброс по энергии приводит к тому, что в этих ядрах не формируется единое дипольное состояние и ДГР остается, по существу, «рассыпанным» на сильно разделенные отдельные группы частично-дырочных состояний, из которых могут образовываться локальные дипольные состояния.

В ядрах  $1d2s$ -оболочки дипольные подсостояния, относящиеся к типу А, в результате полупрямого механизма распада, заселяют дырочные состояния с  $l = 0$  и 2, четность которых положительна. Подсостояния, относящиеся к типу Б, заселяют дырочные состояния с  $l = 1$ , четность которых отрицательна.

Зная долю полупрямых нуклонов и квантовые числа заселяемых дырочных состояний конечного ядра, можно разделить два типа подсостояний, формирующих ДГР, и извлечь количественную информацию о величине эффекта.

Строго говоря, из-за неполной коллективизации расщеплена и та часть резонанса, которая непосредственно связана с переходами группы А. Поэтому форма энергетической зависимости сечения в парциальных переходах зависит от того, какое дырочное состояние конечного ядра заселяется. Однако имеющиеся прямые экспериментальные данные еще бедны, да и точность измерения не столь велика, чтобы качественно обсуждать эту сторону проблемы конфигурационного расщепления. Поэтому в дальнейшем речь будет идти о более глобальном эффекте, связанном с расщеплением переходов из внешней и внутренней оболочек.

Далее, в ядрах с  $N \neq Z$  дипольный резонанс состоит из двух изоспиновых ветвей,  $T = T_0$  и  $T = T_0 + 1$ , где  $T_0$  — изоспин основного состояния исходного ядра. Эти ветви коллективизированы по-разному. Представляет интерес их раздельное изучение. Разделение ветвей может быть осуществлено только на основании анализа парциальных сечений. С этой проблемой тесно переплетается проблема чистоты по изоспину дипольных состояний.

Таков далеко не полный круг вопросов, связанных с исследованием испускания нуклонов в непрерывный спектр. Исчерпывающей теоретической интерпретации явления разброса входных дипольных состояний по более сложным и испускания на каждой стадии нуклона в непрерывный спектр до настоящего времени не дано. Теория пока может предложить ряд модельных соображений, достаточно простых и наглядных, которые позволяют в целом провести количественный анализ экспериментальных данных и иметь суждение о вкладе полупрямых процессов и роли различных конфигураций в формировании дипольного резонанса в различных энергетических областях.

В предлагаемом обзоре обсуждаются методы измерения парциальных фотонуклонных сечений на примере трех ядер ( $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{40}\text{Ca}$ ). Рассмотрены соответствующие экспериментальные данные по измерению и проведен теоретический анализ, направленный на выявление полупрямых процессов и микроскопической структуры дипольного резонанса.

## 1. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ НА ТОРМОЗНОМ СПЕКТРЕ ПРИ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИИ ЯДЕР

Данные о парциальных каналах фоторасщепления получают в экспериментах двух типов (см. рис.1). Измеряются либо спектры испущенных частиц  $x$ , либо спектры  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение заселяемых в результате испускания частицы  $x$  состояний конечных ядер. Эксперименты первого типа получили название *спектрометрирования* частиц, а второго — *( $\gamma$ ,  $x\gamma'$ )-экспериментов*.

Для парциальных сечений, извлеченных из спектров частиц  $x$ , особенно когда этими частицами являются нуклоны, характерна высокая статистическая точность, в них отчетливо наблюдается промежуточная структура. Из данных по угловым распределениям нуклонов извлекается информация об угловом моменте улетающей частицы. Однако в подобных экспериментах, обычно проводимых на пучках тормозного излу-

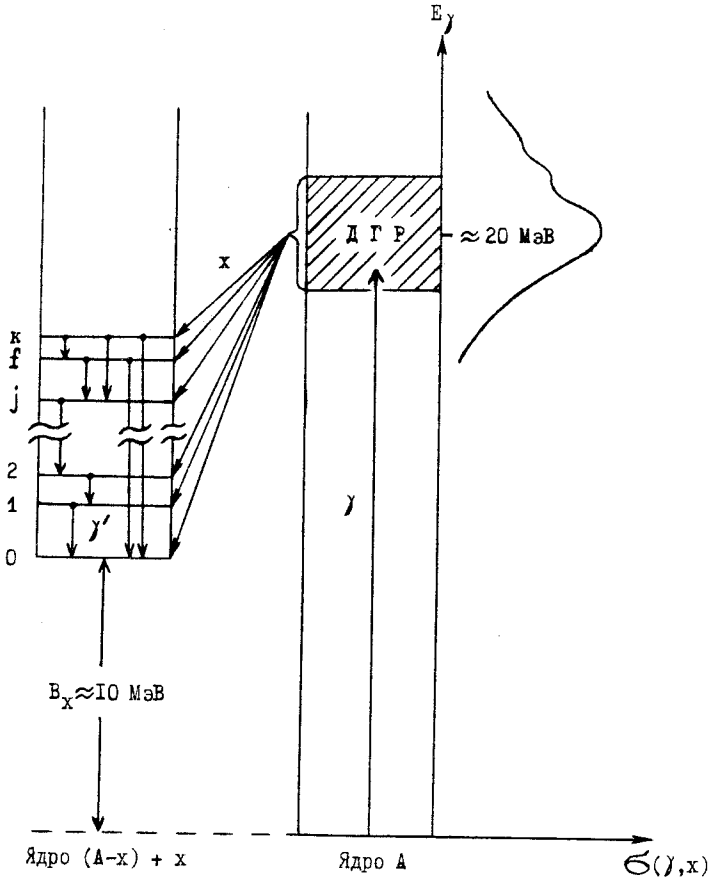


Рис.1. Распад дипольного гигантского резонанса (ДГР) с заселением отдельных уровней конечного ядра

чения, невозможно разделить парциальные каналы процессов, приводящих к заселению состояний конечных ядер с разностью энергий связи меньше шага, с которым меняется верхняя граница спектра тормозного излучения.

Использование в  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментах полупроводниковых  $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов, обладающих высоким энергетическим разрешением, позволяет разделить парциальные каналы фоторасщепления, соответствующие заселению близкорасположенных состояний конечных ядер. Достоинством метода является и то, что он позволяет одновременно

исследовать каналы фоторасщепления, соответствующие испусканию частиц различного типа. К недостаткам ( $\gamma$ ,  $\chi\gamma'$ )-экспериментов относится более низкая на сегодняшний день статистическая точность по сравнению с данными, извлекаемыми из спектров частиц  $\chi$ , что затрудняет измерение энергетических зависимостей парциальных сечений и угловых распределений  $\gamma'$ -фотонов, и необходимость хорошего знания ветвления (branching ratios)  $\gamma$ -переходов. В этих экспериментах невозможно получить информацию о заселении основных состояний конечных ядер и состояний, энергия которых существенно больше энергии отделения нуклона в конечном ядре. Однако то обстоятельство, что в ( $\gamma$ ,  $\chi\gamma'$ )-экспериментах удастся зафиксировать отдельные парциальные каналы, делает их эффективным методом исследования фоторасщепления атомных ядер. *Одновременное* использование результатов измерений, основанных на этих двух методах, открывает большие возможности в понимании на микроскопическом уровне природы ДГР.

С 1966 г. опубликованы данные тридцати девяти ( $\gamma$ ,  $\chi\gamma'$ )-экспериментов, выполненных с использованием Ge(Li)-детекторов. Результаты тридцати двух работ, опубликованных до 1984 г. включительно, систематизированы в [3]. Позже появилось еще семь публикаций [4—10]. Все публикации посвящены изучению легких ядер ( $A < 40$ —50) и, за одним исключением, относятся к области исследования гигантского дипольного резонанса. Большинство экспериментов (двадцать два) выполнены для ядер  $1d2s$ -оболочки ( $16 < A \leq 40$ ). К сожалению, для большинства переходов не удалось измерить энергетическую зависимость ( $\gamma$ ,  $\chi\gamma'$ )-сечения. Измерены только проинтегрированные по области гигантского резонанса сечения, с которыми и будем оперировать.

Предлагаемый обзор написан на основе этой последней группы работ. Именно для ядер  $1d2s$ -оболочки ( $\gamma$ ,  $\chi\gamma'$ )-эксперименты дали наиболее ценную информацию, которая, вместе с независимыми результатами изучения парциальных фотоядерных реакций в экспериментах по спектрометрированию частиц, уже сейчас позволяет сделать ряд важных выводов о природе ДГР ядер с  $16 < A \leq 40$ .

В процессе анализа ( $\gamma$ ,  $\chi\gamma'$ )-экспериментов мы сконцентрируем внимание читателя на однонуклонных парциальных каналах ( $\chi = p$  или  $n$ ), по которым, в основном, распадается дипольный резонанс в этой области ядер. За пределами рассмотрения мы оставляем менее интенсивные каналы, приводящие к эмиссии двух и более нуклонов ( $\chi = np$ ,  $2p$ ,  $2n$  и др.), а также сложных частиц ( $\chi = d$ ,  $t$ ,  $\alpha$  и др.). Сведения о них для ядер  $1d2s$ -оболочки еще слишком малочисленны и разрозненны, чтобы их можно было систематизировать.

## 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ ПО ИЗМЕРЕНИЮ $\gamma$ -ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ КОНЕЧНЫХ ЯДЕР, ОБРАЗОВАВШИХСЯ ПРИ РАСПАДЕ ДГР

Установки по спектрометрированию нуклонов хорошо известны. Поэтому нет необходимости останавливаться на этом вопросе. Установки, измеряющие  $\gamma$ -девозбуждение состояний дочерних ядер, заселившихся в результате распада фотоядерного дипольного резонанса, описаны не так полно. Чтобы восполнить этот пробел, мы начнем с описания принципов работы такой установки в целом и ее различных элементов.

Центральным элементом установки, регистрирующей  $\gamma$ '-кванты в ( $\gamma, x\gamma'$ )-экспериментах, является Ge(Li)-детектор большого чувствительного объема (обычно 30—100 см<sup>3</sup>). Для энергий фотонов в наиболее интересной области 1+10 МэВ энергетическое разрешение лучших Ge(Li)-детекторов составляет 0,1—0,2%. Это означает, что с помощью таких детекторов в указанной области энергий можно различать ядерные  $\gamma$ -переходы, отстоящие друг от друга на несколько килоэлектронвольт. Для легких ядер ( $A < 40$ —50) достигнутое энергетическое разрешение позволяет выделить большую часть  $\gamma$ -переходов (при их не слишком малой интенсивности).

Функция отклика Ge(Li)-спектрометра имеет сложный вид. Для  $E_\gamma > 2m_e c^2$  ( $m_e c^2 = 0,511$  МэВ) она состоит из трех узких линий с

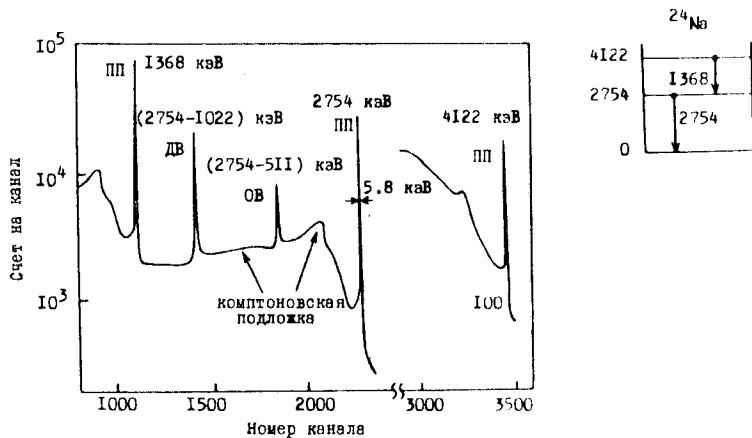


Рис.2. Спектр  $\gamma$ -квантов от источника  $^{24}\text{Na}$ , полученный с помощью Ge(Li)-детектора объемом 85 см<sup>3</sup> [11]. В правом верхнем углу — схема  $\gamma$ -переходов в  $^{24}\text{Na}$

энергиями  $E_\gamma$ ,  $E_\gamma - m_e c^2$ ,  $E_\gamma - 2m_e c^2$ , наложенных на непрерывное распределение комптоновских электронов отдачи. На рис.2 показан  $\gamma$ -спектр от источника  $^{24}\text{Na}$ , полученный с помощью Ge(Li)-детектора коаксиального типа объемом  $85 \text{ см}^3$  [11]. Три средних пика отвечают регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией 2,754 МэВ (схема  $\gamma$ -переходов  $^{24}\text{Na}$  приведена в правом верхнем углу рис.2). Из них правый — пик полного поглощения (ПП), формирующийся за счет фотоэффекта, рождения  $e^- e^+$ -пар с последующей регистрацией двух фотонов с энергией 0,511 МэВ от аннигиляции позитрона, а также многократного комптоновского рассеяния с последующим поглощением. Основной вклад в пик полного поглощения дает первый из перечисленных эффектов. Пики с энергиями 2,754—0,511 и 2,754—1,022 МэВ отвечают, соответственно, случаям, когда один или оба аннигиляционных фотона уходят без регистрации из чувствительного объема детектора. Эти пики в дальнейшем мы будем называть пиками *однократного* и *двукратного* вылета аннигиляционных фотонов.

В спектре, приведенном на рис.2, присутствует также не показанный интенсивный пик при энергии 0,511 МэВ, отвечающий регистрации аннигиляционных фотонов, испускаемых окружающими детектор материалами.

Крайний правый пик на рис.2 отвечает одновременной регистрации  $\gamma$ -квантов каскада (1,368 и 2,754 МэВ). Его энергия равна сумме энергий 1,368 и 2,754 МэВ, а интенсивность составляет лишь 0,7% по сравнению с интенсивностью пика 2,754 МэВ. Это означает, что в ( $\gamma$ ,  $x\gamma'$ )-экспериментах, где статистическая точность обычно не лучше нескольких процентов, пики, отвечающие одновременной регистрации  $\gamma$ -квантов каскада, не выходят из фона и поэтому не усложняют спектрального распределения.

На рис.3 показаны зависимости от энергии эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов по пикам полного поглощения (ПП) и двукратного вылета (ДВ) аннигиляционных фотонов для двух коаксиальных Ge(Li)-детекторов объемом 20 и 100  $\text{см}^3$ . Кривые эффективности для пика однократного вылета (ОВ) имеют ту же форму, что и для ДВ-пика, но по величине, в случае детектора объемом 100  $\text{см}^3$ , меньше примерно в 1,5 раза. Видно, что при  $E_\gamma > 4$  МэВ эффективность регистрации по ДВ-пику превосходит эффективность регистрации по ПП-пику.

Эффективность приведена относительно эффективности стандартного NaI-спектрометра с цилиндрическим кристаллом 76,2×76,2 мм. Видно, что для  $\gamma$ -квантов с энергией 1 МэВ эффективность Ge(Li)-детектора объемом 100  $\text{см}^3$  в пять раз уступает эффективности упомянутого NaI-детектора.



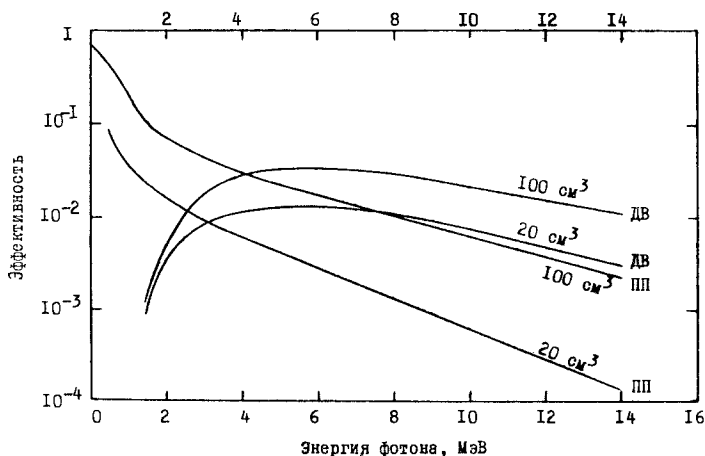


Рис.3. Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов по пикам полного поглощения (ПП) и двукратного вылета (ДВ) аннигиляционных фотонов для двух Ge(Li)-детекторов объемом 20 и 100 см<sup>3</sup>

( $\gamma$ ,  $x\gamma'$ )-эксперименты обычно выполняются на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения от электронных ускорителей. Типичная схема такого эксперимента приведена на рис.4. Поскольку опыт проходит в сложных фоновых условиях, принимаются специальные меры, обеспечивающие тщательную защиту детектора от постороннего излучения, в том числе и малоэнергичного, для исключения эффекта наложения импульсов малой амплитуды.

Пучок тормозного излучения от ускорителя 1 (рис.4) перед попаданием в экспериментальный зал проходит через длинный (~1 м) свинцовый коллиматор 2 и очистительный магнит 3. Экспериментальный зал отделен от ускорительного зала бетонной стеной 4 толщиной 1,5—2 м. Свинцовая защита 6 закрывает детектор 5 со стороны ускорителя. Детектор располагается внутри многослойной защиты из парафина 7, кадмия 8 и свинца 9. В слоях парафина (толщиной до 50 см) и кадмия происходит замедление и последующее поглощение нейтронов в Cd ( $n, \gamma$ )-реакции. Слой свинца (толщиной до 30 см) служит для поглощения фотонов. В защите, окружающей детектор, имеется коллиматор, выделяющий направление на исследуемую мишень 10.

Главными источниками фона являются комптоновское рассеяние тормозного излучения и образование  $e^+e^-$ -пар в исследуемой мишени. Последний процесс приводит к интенсивному аннигиляционному излучению с энергией 0,511 МэВ. Для улучшения фоновых условий детектор

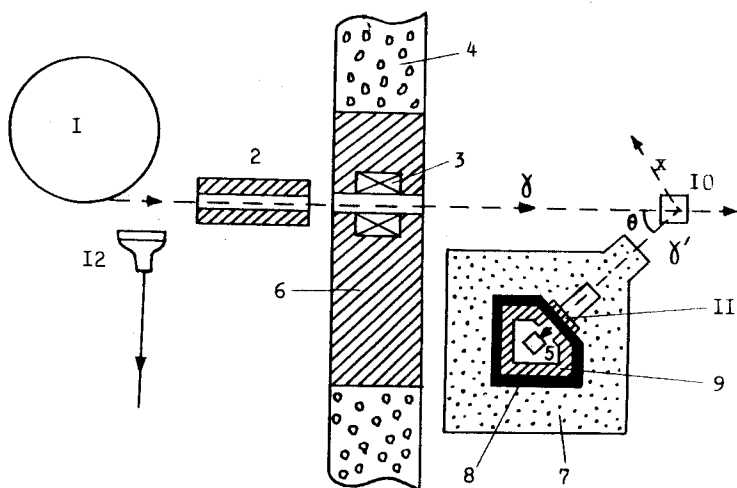


Рис. 4. Схема (γ, xγ')-эксперимента (подробности в тексте)

располагается, как правило, под углом  $\theta$ , большим  $90^\circ$ , относительно направления тормозного излучения (обычно  $\theta = 120-150^\circ$ ). Это приводит, во-первых, к уменьшению числа  $\gamma$ -квантов, рассеянных в сторону детектора и, во-вторых, к снижению их средней энергии. Энергетический спектр фонового излучения имеет максимум в районе 300—600 кэВ. Поскольку в большинстве (γ, xγ')-экспериментов регистрируются  $\gamma$ -кванты с энергиями больше 1—2 МэВ, то для улучшения отношения эффекта к фону между мишенью и детектором располагается фильтр из свинца // толщиной 2—4 см. Для обеспечения защиты детектора от фотонейтронов, образующихся в мишени, между ней и детектором часто помещают дополнительную защиту из замедлителя (обычно парафина толщиной до 50 см) и легкого вещества, поглощающего тепловые нейтроны (карбид бора, фтористый литий и др.)

Дополнительное снижение уровня фона достигается регистрацией  $\gamma$ -квантов лишь в момент прохождения тормозного излучения. Это позволяет устранить вклад в экспериментальный спектр фотонов, обусловленных наведенной активностью в веществе мишени и окружающих материалах. Для временной селекции импульсов  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных Ge(Li)-детектором, обычно используется пластиковый сцинтилляционный счетчик 12, расположенный в непосредственной близости от ускорителя. В целом с помощью перечисленных выше мер удается снизить уровень фона на три-четыре порядка.

Энергетическая калибровка  $\gamma$ -спектрометра при  $E_\gamma < 3$  МэВ осуществляется с помощью стандартных радиоактивных источников, имеющих хорошо известные и интенсивные  $\gamma$ -линии. Их энергии даны в табл.1.

Таблица 1. Гамма-линии, используемые для энергетической калибровки Ge(Li)-спектрометра

Радиоактивный изотоп или реакция	Энергия $\gamma$ -линии, МэВ
$^{203}\text{Hg}$	0,279
$^{22}\text{Na}$	0,511
$^{137}\text{Cs}$	0,662
$^{60}\text{Co}$	{ 1,173 1,333
$^{24}\text{Na}$	{ 1,368 2,754
$^{208}\text{Pb}(n, n'\gamma)$	2,615
$^{27}\text{Al}(\gamma, n\gamma')$	4,71
$^{16}\text{O}(\gamma, n\gamma')$	{ 6,180 6,323
$^{27}\text{Al}(p, \gamma)$	{ 10,761 12,073

Для калибровки в области  $E_\gamma > 2$  МэВ используются  $\gamma$ -кванты от ядерных реакций. Эти реакции также приведены в табл.1. Поскольку первая реакция —  $^{208}\text{Pb}(n, n'\gamma)$  — вызывается фотонейтронами, генерируемыми тормозным излучением в свинцовой защите, то соответствующая фоновая  $\gamma$ -линия присутствует во всех экспериментах.

Реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, n\gamma')$  и  $(\gamma, p\gamma')$  очень удобны для калибровки и отладки методики в силу того, что в них наблюдаются отчетливые  $\gamma$ -линии с энергиями 6,18 и 6,32 МэВ (см. рис.5).

Гамма-линии, обнаруженные при исследовании реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, x\gamma')$  с помощью Ge(Li)-детектора с чувствительным объемом  $100 \text{ см}^3$  [12], приведены в табл.2. Такие же  $\gamma$ -линии наблюдались и в других работах. Они обусловлены  $\gamma$ -переходами, образующимися при взаимодействии

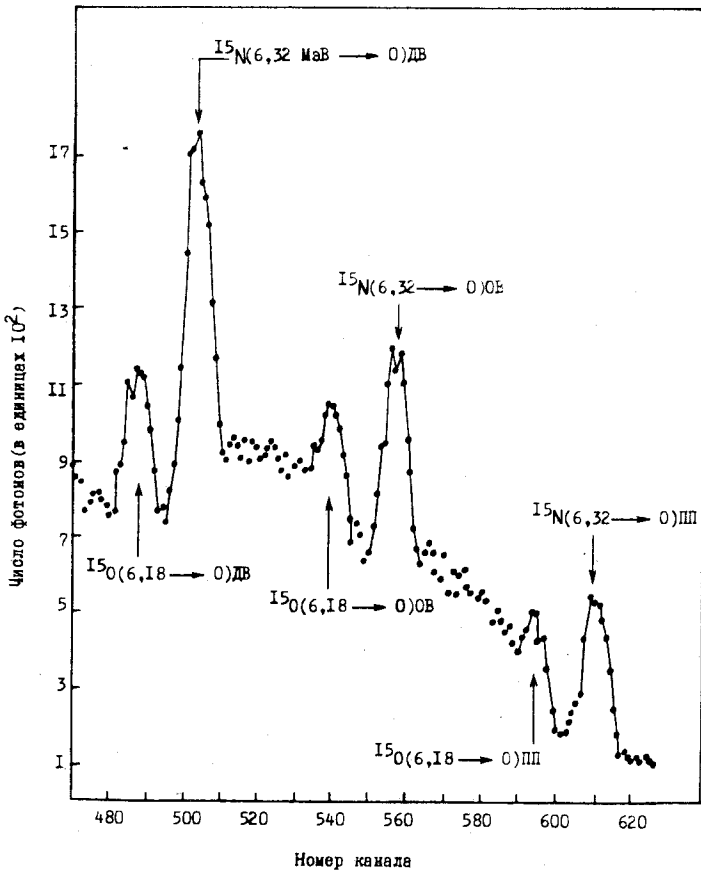


Рис. 5. Высокоэнергичный участок  $\gamma$ -спектра из  $^{16}\text{O}(\gamma, \gamma')$ -эксперимента с Ge(Li)-детектором объемом  $100 \text{ см}^3$  [12]

фотонейтронов, возникающих в мишени, с ядрами защиты и материала Ge(Li)-детектора. Эти  $\gamma$ -линии не удается устранить за счет мер по уменьшению фона, описанных выше. Поэтому обсуждаемые фоновые  $\gamma$ -линии будут иметь место и в  $\gamma$ -спектрах от других мишеней. При обработке экспериментальных  $\gamma$ -спектров вклад этих фоновых линий необходимо учитывать.

Для определения парциальных сечений фоторасщепления атомных ядер в  $(\gamma, \gamma')$ -экспериментах пики в спектре  $\gamma$ -квантов отождествляются с  $\gamma$ -переходами между состояниями конечных ядер. Тем самым однознач-

Таблица 2. Фоновые  $\gamma$ -линии от фотонейтронов при исследовании реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, x\gamma')$

Энергия $\gamma$ -линии, МэВ	Реакция
0,596	$^{74}\text{Ge}(n, n'\gamma) + ^{72}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
0,691	$^{72}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
0,803	$^{206}\text{Pb}(n, n'\gamma)$
0,834	$^{72}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
0,842	$^{27}\text{Al}(n, n'\gamma)$
0,897	$^{207}\text{Pb}(n, n'\gamma)$
1,013	$^{27}\text{Al}(n, n'\gamma)$
1,041	$^{70}\text{Ge}(n, n'\gamma)$
2,615	$^{208}\text{Pb}(n, n'\gamma)$

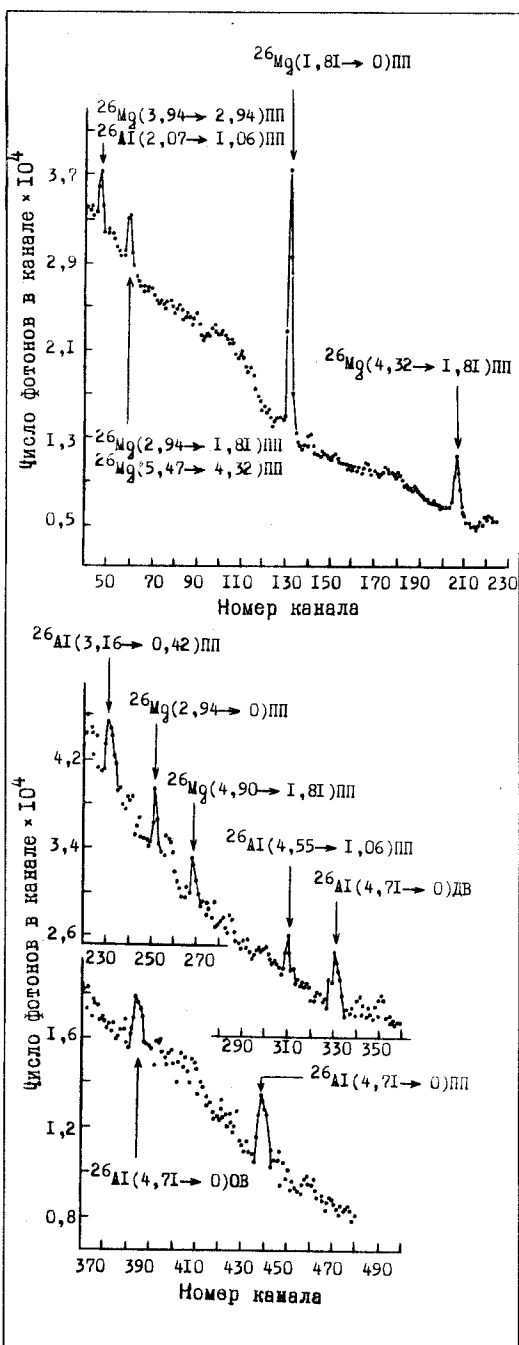
но определяются состояния конечных ядер, заселяемые при фоторасщеплении исследуемого ядра. Форма каждого из пиков аппроксимируется гладкой кривой. Области между пиками также аппроксимируются гладкими кривыми. Кривые проводятся из условия наилучшего описания экспериментальных данных. Фон под каждым из пиков определяется посредством экстраполяции кривых, описывающих спектр фотонов в интервале энергий между пиками, в область под пиками. Полученная после вычитания фона площадь под пиком дает зарегистрированное число фотонов, соответствующих переходу между  $f$ -м и  $j$ -м состояниями конечных ядер (см. рис.1), которое будем обозначать  $N_{ji}(E^m)$ , где  $E^m$  — верхняя граница энергии спектра тормозного излучения, падающего на мишень.

Далее производится идентификация пиков (установление их принадлежности к пикам ПП, ДВ и ОВ) и расшифровка природы  $\gamma$ -переходов. Она выполняется на основе известных схем уровней, подобных тем, которые приведены в [13].

На рис.6 в качестве примера показан спектр фотонов из мишени  $^{27}\text{Al}$ , полученный облучением ее тормозным  $\gamma$ -пучком с верхней границей  $E^m = 32$  МэВ [14]. Указаны  $\gamma$ -переходы между уровнями конечных ядер  $^{26}\text{Mg}$  и  $^{26}\text{Al}$ , дающие вклад в каждую  $\gamma$ -линию спектра, и процессы в детекторе, приводящие к регистрации соответствующих  $\gamma$ -квантов.

Рис.6. Спектр фотонов из реакции  $^{27}\text{Al}(\gamma, \gamma')$ , полученный на тормозном пучке с верхней границей 32 МэВ с помощью Ge(Li)-детектора объемом  $100\text{ см}^3$  [14]

Чтобы вычислить парциальное сечение фоторасщепления, связанное с заселением  $f$ -го состояния конечного ядра, необходимо из данных по числу  $\gamma$ -переходов между состояниями конечных ядер  $N_{ij}(E^m)$  вычислить зарегистрированное детектором число распадов ДГР исследуемого ядра на  $f$ -е состояние конечного ядра. В дальнейшем эту величину будем называть выходом  $f$ -й линии и обозначать  $N_f(E^m)$ . Выделенное  $f$ -е состояние конечного ядра может заселяться за счет как непосредственных распадов на него ДГР исследуемого ядра, так и каскада  $\gamma$ -квантов, приводящих к заселению того же самого состояния конечного ядра (см. рис.1). Само  $f$ -е состояние может распадаться за счет испускания  $\gamma$ -квантов различных энергий. Таким образом, число зарегистрированных  $\gamma$ -распадов  $N_{ij}(E^m)$  следующим образом



связано с выходом  $f$ -й  $\gamma$ -линии  $N_f(E^m)$ :

$$\frac{1}{w_{ff}} N_{ff}(E^m) = \sum_{k>f} N_{kf}(E^m) + N_f(E^m), \quad (1)$$

где  $w_{ff}$  — вероятность  $\gamma$ -распада  $f$ -го состояния с заселением  $j$ -го состояния.  $\sum_{k>f} N_{kf}(E^m)$  — зарегистрированное число распадов  $k$ -х состояний, имеющих энергию возбуждения, бо́льшую энергии возбуждения  $f$ -го состояния, при этом суммирование проводится для всех состояний  $k$ , заселение которых обнаружено при анализе спектра фотонов. Значения  $w_{ff}$  в (1) определяются согласно табличным данным по  $\gamma$ -распадам состояний ядер, расположенных ниже порога отделения нуклона. Значения  $N_{kf}(E^m)$  определяются из площади под соответствующими  $\gamma$ -пиками. Решая уравнение (1), можно определить выход  $f$ -й  $\gamma$ -линии. Для определения выходов  $\gamma$ -линий широко используется обработка экспериментально измеренных  $\gamma$ -спектров на ЭВМ [15].

Полученные после первоначальной обработки спектра фотонов выходы  $\gamma$ -линий  $N_f(E^m)$  являются исходной информацией для определения парциальных сечений фоторасщепления ядер. Выходы  $\gamma$ -линий  $N_f(E^m)$  связаны с выходами фотоядерных реакций, приводящих к заселению  $f$ -х возбужденных состояний конечных ядер  $Y_f(E^m)$ , соотношением

$$Y_f(E^m) = \frac{N_f(E^m)}{vn\alpha\epsilon\Omega\kappa(E^m)}, \quad (2)$$

где  $n$  — число облучаемых ядер мишени,  $\epsilon$  — эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов,  $\alpha$  — коэффициент ослабления  $\gamma$ -линий в веществе между мишенью и детектором,  $\Omega$  — телесный угол, вырезаемый детектором,  $v$  — плотность потока фотонов тормозного излучения,  $\kappa(E^m)$  — коэффициент, учитывающий поглощение в мишени тормозного излучения с верхней границей  $E^m$  и фотонов исследуемой  $\gamma$ -линии. Выходы и парциальные сечения фоторасщепления ядер связаны хорошо известным в физике фотоядерных реакций интегральным уравнением:

$$Y_f(E^m) = \int_B^{E^m} \sigma_f(E)W(E, E^m)dE, \quad (3)$$

где  $B$  — порог реакции,  $W(E, E^m)$  — спектр Шиффа, нормированный на плотность потока фотонов тормозного излучения. Таким образом,

измерив спектры рассеянных фотонов при различных  $E^m$  и определив выходы  $\gamma$ -линий  $N_f(E^m)$ , можно, согласно (2), вычислить выход реакции  $Y_f(E^m)$ . Парциальные сечения  $\sigma_f(E)$  вычисляются путем решения уравнения (3). Для этого необходимы данные о плотности потока  $\gamma$ -квантов, облучающих мишень.

Величина потока  $\gamma$ -квантов может быть определена путем мониторинга пучка абсолютной толстостенной ионизационной камерой. Подобный метод измерения парциальных сечений получил название *абсолютного*. При прохождении пучка через толстостенную камеру — монитор происходит изменение как абсолютной величины потока  $\gamma$ -квантов, так и изменение формы тормозного спектра. Учет эффектов, обусловленных трансформацией пучка фотонов, необходимый для определения  $\sigma_f(E)$  в рамках абсолютного метода, представляет собой весьма сложную задачу. Эти трудности привели к тому, что при нахождении парциальных сечений в ( $\gamma$ ,  $x\gamma'$ )-экспериментах, наряду с абсолютным, широкое распространение получили *относительные методы*.

В *относительных методах* выходы  $\gamma$ -линий для исследуемых парциальных сечений сравниваются с выходами  $\gamma$ -линий, снимающих возбуждения с уровней, парциальные сечения заселения которых известны из других экспериментов (в дальнейшем будем называть такие парциальные сечения *базовыми*). Выход исследуемой реакции  $Y_f(E^m)$  связан с выходом  $Y_r(E^m)$ , рассчитанным из базового парциального сечения, соотношением

$$Y_f(E^m) = \frac{N_f(E^m) \nu_r n_r \alpha_r \varepsilon_r \kappa_r (E^m)}{N_r(E^m) \nu n \alpha \varepsilon \kappa (E^m)} Y_r(E^m). \quad (4)$$

Индекс  $r$  относится к величинам, определяющим базовые сечения. Измерив выходы  $\gamma$ -линий для исследуемых каналов реакций  $N_f(E^m)$  и для базовой реакции  $N_r(E^m)$ , определив, согласно (4), выходы реакций  $Y_f(E^m)$  и решив обратную задачу (3), можно извлечь искомые парциальные сечения. Применение относительных методов является наиболее эффективным, когда исследуемые и базовые сечения фоторасщепления измеряются одновременно. В этом случае  $\nu = \nu_r$  и соотношение (4) принимает наиболее простой вид:

$$Y_f(E^m) = \frac{N_f(E^m) n_r \alpha_r \varepsilon_r \kappa_r (E^m)}{N_r(E^m) n \alpha \varepsilon \kappa (E^m)} Y_r(E^m). \quad (5)$$



Как следует из (5), при определении выходов исследуемых реакций отпадает необходимость в мониторинговании пучка  $\gamma$ -квантов. Тем самым удастся устранить систематические неопределенности, вносимые при мониторинговании пучка, в абсолютном методе. В качестве базового сечения часто используется парциальное сечение реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, p_3)$ , приводящей к заселению уровня с энергией 6,32 МэВ ядра  $^{15}\text{N}$ . Этот парциальный канал характеризуется значительным интегральным сечением, составляющим (для  $E^m = 30$  МэВ) 22,3 МэВ·мб, вследствие чего пик, соответствующий заселению уровня 6,32 МэВ ядра  $^{15}\text{N}$ , отчетливо проявляется в спектре рассеянных  $\gamma$ -квантов (рис.5). Сечение реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, p_3)$  измерено с высокой точностью в работе [16]. Широкое использование парциального сечения фоторасщепления кислорода в качестве базового обусловлено также простотой изготовления мишеней, содержащих кислород. Такой мишенью может быть обыкновенная вода.

Методы определения парциальных сечений фоторасщепления при измерениях спектров фотонов в  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментах подробно рассмотрены в работе [17]. Анализ всей совокупности этих методов позволяет сделать следующие выводы:

1. Систематические ошибки в определении выходов реакций для всех методов примерно одинаковы и составляют  $\approx 20$ —30%.

2. Каждый метод имеет свои специфические достоинства и недостатки, в связи с чем вопрос об использовании того или иного метода должен решаться в зависимости от целей эксперимента.

3. Все методы позволяют выявить лишь самые общие черты энергетической зависимости парциальных сечений — положение центра тяжести и ширину. Идентифицировать промежуточную структуру парциальных сечений в  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментах обычно не удается.

Во многих случаях выходы  $\gamma$ -линий оказываются столь малыми, что могут быть измерены лишь при одной-двух верхних границах спектра тормозного излучения. В этой ситуации оказывается возможным определить лишь интегральные парциальные сечения, т.е. сечения, проинтегрированные от порога до верхней границы  $E^m$  спектра тормозного излучения. Для определения интегральных сечений, как правило, также используется относительный метод. Выход  $\gamma$ -линии для исследуемого сечения сравнивается с выходом  $\gamma$ -линии для базового сечения, измеренным при том же  $E^m$ . Делается предположение о *подобии энергетической зависимости сечений* исследуемой и базовой реакций и пренебрегается искажениями, связанными с различием порогов этих реакций. В рамках этих предположений отношение выходов исследуемой и базовой реакций равно отношению их интегральных сечений, и интегральное сечение

исследуемой реакции  $\sigma_f^{\text{int}}(E^m)$  может быть определено следующим образом:

$$\sigma_f^{\text{int}}(E^m) = \frac{Y_f(E^m)}{Y_r(E^m)} \sigma_r^{\text{int}}(E^m). \quad (6)$$

В работах [17,18] изложены методы, позволяющие добиться существенного уменьшения систематических погрешностей при нахождении интегральных парциальных сечений, обусловленных предположениями о подобии энергетической зависимости сечений исследуемой и базовой реакций и о незначительном влиянии разницы их порогов на точность конечного результата.

В заключение раздела отметим, что содержащиеся ниже в таблицах  $\sigma_f^{\text{int}}(E^m)$  для реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  получены, как правило, умножением на  $4\pi$  приводимых авторами значений  $d\sigma_f^{\text{int}}(\Theta)/d\Omega$  для единственного угла регистрации фотонов  $\Theta$ , причем в большинстве случаев  $\Theta = 140^\circ$ .

### 3. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО СПЕКТРОМЕТРИРОВАНИЮ ЧАСТИЦ И ПО ИЗМЕРЕНИЮ $\gamma$ -ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ

Попытаемся ответить на вопрос о том, какова надежность  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов. Этот вопрос часто возникает потому, что, как видно из предыдущего раздела, обработка результатов  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов многоэтапна и сложна. Естественно, авторы каждого эксперимента приводят соответствующие погрешности. Наиболее убедительным аргументом в пользу надежности данных является совпадение результатов независимых опытов, выполненных в различных лабораториях. При этом можно сравнивать между собой результаты как  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов, полученные различными группами, так и  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов и экспериментов по спектрометрированию непосредственно частицы  $x$ . В рассматриваемой области массовых чисел ( $16 < A \leq 40$ ) такие сравнения можно провести для ряда парциальных сечений ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$ , для которых имеются независимые эксперименты обоих типов. В качестве примера в табл.3 приведены данные по *интегральным* парциальным фотонуклонным сечениям для ядра  $^{40}\text{Ca}$ , полученным в двух  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментах [7,19] и одном эксперименте по спектрометрированию фотопротонов [19]. Видно, что данные обоих  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов согласуются в пределах приводимых авторами

Таблица 3. Парциальные сечения реакций  $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)^{39}\text{K}$  и  $^{40}\text{Ca}(\gamma, n)^{39}\text{Ca}$  [7,19] и характеристики заселяемых состояний конечных ядер [13,20]

Порядковый номер $f$ уровня конечного ядра $A-1$	Характеристики уровней ядер $^{39}\text{K}$ и $^{39}\text{Ca}$						$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ , $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$ , МэВ·мб	
	Конечное ядро	Энергия $E_f$ уровня конечного ядра, МэВ	Спин и четность уровня, $J^\pi$	Дырочная структура уровня $n_f$	Спектроскопический фактор уровня $S^2 S^-$	$(\gamma, xy)$ [7] $E^m = 32$ МэВ	$(\gamma, xy')$ [19] $E^m = 30,25$ МэВ	$(\gamma, p)$ [19] $E^m = 24,6$ МэВ
0	[K Ca]	0	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	3,97 5,4	110-120 } оценки 40-50 }		100±7 38±4 [21] 49±5
1	[K Ca]	2,52 } 2,47 }	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	1,65 2,1	61±2,1 18,2±3,1	59±4 18±2	
2	[K Ca]	2,81 } 2,80 }	$7/2^-$	$1f_{7/2}$	0,53 } 0,44 }	18,5±3,4	17±2 3±2	
3	[K Ca]	3,02 } 3,03 }	$3/2^-$	$2p_{3/2}$	0,05 } 0,03 }	16,5±1,8	15±2	
4	K	3,60	$9/2^-$				2,3±1	
5	K	3,88	$3/2^-$	$2p_{3/2}$	0,02	3,6±1,7 3,4±1,4	2,9±0,7	
6	[Ca K]	3,87 } 3,94 }	$(3/2^+)$			11±1,3	10,2±0,7	50±5
8	[Ca K]	3,94 } 3,94 }	$3/2^+$	$(2p_{3/2})$	0,04 }			
10	Ca	4,08	$3/2^-$	$(2p_{3/2})$		3,8±2,5	3,5±0,7	
13	Ca	4,02	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,09	4,2±2,4		
15	K	4,49	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})$	0,1	1,7±0,9		
16	K	4,74	$(3/2^- - 7/2^+)$			3,8±1,8	5,4±0,8	
22	K	4,93	$3/2^+$			6,3±1,8	6,5±1	
18	K	5,26 } 5,13 }	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	1,0 1,3	6,4±1,5 0,9±0,9	2,0±0,7	
21	Ca	5,17	$(1/2^- - 7/2^+)$			1,3±0,8		
23	K	5,32	$3/2^+$			4,0±1,1	3,8±1,6	

Продолжение табл.3

Характеристики уровней ядер $^{39}\text{K}$ и $^{39}\text{Ca}$									
Порядковый номер $f$ уровня конечного ядра $A - 1$	Конечное ядро	Энергия $E_f$ уровня конечного ядра, МэВ	Спин и четность уровня, $J^\pi$	Дырочная структура уровня $n_l j_l$	Спектроскопический фактор уровня $S^2 S^-$	$\sigma_{\text{int}}(\gamma, p_p)$ [7] $E^m = 32$ МэВ	$\sigma_{\text{int}}(\gamma, n_p)$ [19] $E^m = 30,25$ МэВ	$\langle \gamma, p_p \rangle$ [19] $E^m = 24,6$ МэВ	
26	K	5,60	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,66	$8,2 \pm 1,8$	$8 \pm 1$	$67 \pm 8$	
19	Ca	5,49	$3/2^+$	$(2p_{3/2})^-$	0,52	$2,4 \pm 0,8$	$2,2 \pm 0,8$		
28	K	5,71			$(1/2, 3/2)^-$	0,05	$1,8 \pm 0,9$		$2 \pm 1$
32	K	5,83	$(1/2, 3/2)^-$	$(2p_{3/2})^-$	0,03	$2,6 \pm 1,5$	$1 \pm 1$		
34	K	5,94	$(3/2)^-$	$(1d_{5/2})^-$	(0,02)	$1,0 \pm 0,6$	$7 \pm 1$		
21	Ca	6,00	$5/2^+$	$(5/2^+)$	1,25	$6,7 \pm 1,4$	$1,5 \pm 0,8$		
42	K	6,35	$(3/2, 5/2)^+$	$(1d_{5/2})^+$	1,3	$1,1 \pm 0,6$			
22	Ca	6,15	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})^+$	(0,25)	$1,4 \pm 0,5$			
—	Ca	6,40	$7/2^-; T=3/2$			$2 \pm 1$			
49	K	6,55	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})^+$	(0,1)	$4 \pm 1,5$			
—	K	6,77	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})^+$	(0,09)	$3,7 \pm 1,3$			
—	Ca	6,92	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})^+$	(0,1)	$1,5 \pm 0,9$			
—	Ca	7,70	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})^+$					
—	K	8,5							

Примечание: Заселяемые зеркальные уровни в таблице расположены рядом. Они объединены квадратной скобкой во второй колонке. Информация о дырочной структуре уровней взята из работ [13,20].

погрешностей. В эксперименте [7], правда, наблюдается несколько большее число парциальных каналов. Но все эти каналы имеют сравнительно малые величины сечений и, в основном, относятся к области высокоэнергичных уровней конечных ядер  $^{39}\text{K}$  и  $^{39}\text{Ca}$ , их наблюдение в эксперименте [7] можно объяснить использованием Ge(Li)-детектора с существенно большим чувствительным объемом ( $100\text{ см}^3$ ) по сравнению с Ge(Li)-детектором объемом  $27\text{ см}^3$ , применявшимся авторами работы [19]. Соглашаются в целом между собой и результаты, полученные путем прямого измерения вторичных  $\gamma$ -квантов и путем спектрометрирования. Правда, в последнем случае экспериментальная информация относится к сумме переходов на большое число уровней.

В работе [19] для ряда парциальных сечений в  $(\gamma, \chi\gamma')$ -эксперименте на ядре  $^{40}\text{Ca}$  была получена и зависимость от энергии падающего фотона. Для этого эксперимент проводился при двенадцати значениях  $E^m$  (от 14 до 31 МэВ). Полученные данные приведены на рис.7,а—г. Видно, что  $(\gamma, \chi\gamma')$ -эксперимент дает лишь грубую форму энергетической зависимости парциальных сечений по сравнению с данными эксперимента по спектрометрированию протонов, выполненного в той же работе (см. рис.7,д,е). Однако в последнем эксперименте не удается разделить переходы на уровни конечного ядра  $^{39}\text{K}$  с энергиями  $E_f > 2,8$  МэВ. Рассмотрим область  $E_f = 2,8 \div 4,2$  МэВ (соответствующее сечение приведено на рис.7,е). В этой области энергий у ядра  $^{39}\text{K}$  имеется 10 уровней.  $(\gamma, \chi\gamma')$ -эксперимент [19] позволяет установить, что сечение, приведенное на рис.7,е, формируется, главным образом, за счет заселения трех уровней ядра  $^{39}\text{K}$  — второго и третьего возбужденных состояний с энергиями, соответственно, 2,81 и 3,02 МэВ и шестого возбужденного состояния с энергией 3,94 МэВ. Именно они и приведены на рис.7,б,в,г. Еще три уровня (3,60, 3,88 и 4,08 МэВ) заселяются с вероятностью существенно меньшей. Можно говорить также о примерном подобии энергетической зависимости отдельных парциальных сечений для группы близких соседних уровней конечного ядра. Аналогичные данные для других ядер также свидетельствуют о приблизительном подобии энергетических зависимостей парциальных сечений заселения близких соседних уровней конечного ядра. Таким образом, совместное использование данных экспериментов по спектрометрированию  $\gamma$ -квантов и частиц позволяет устанавливать сравнительно точную форму парциальных сечений из экспериментов по спектрометрированию частиц и определять, какие из близкорасположенных уровней конечного ядра и с какой вероятностью заселяются, из экспериментов по спектрометрированию  $\gamma$ -квантов

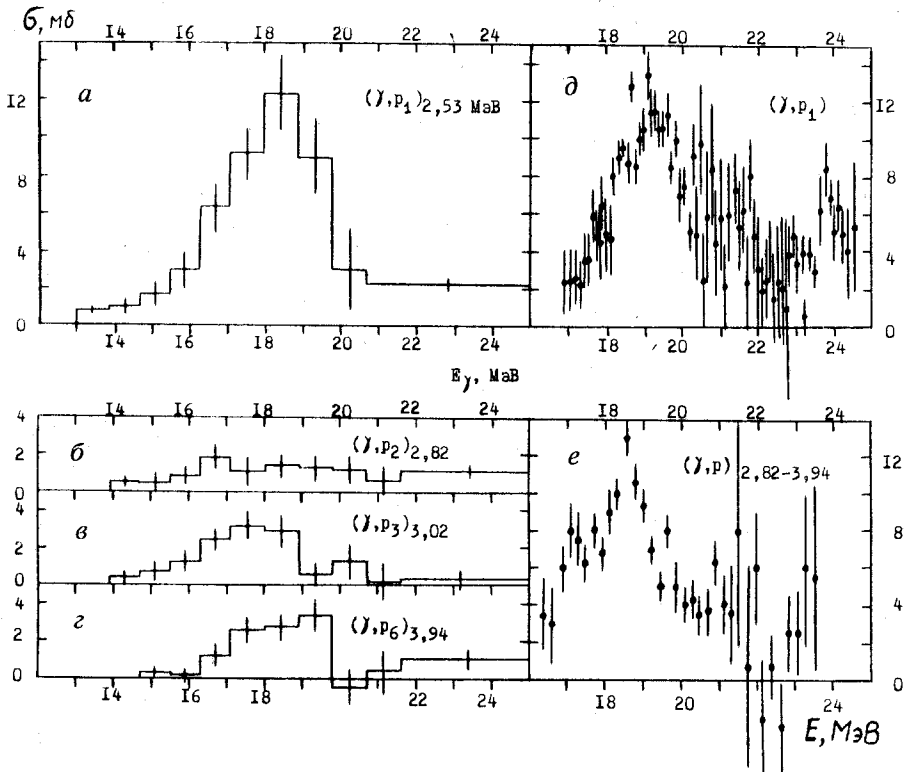


Рис.7. Парциальные фотопротонные сечения для ядра  $^{40}\text{Ca}$ , полученные в [19] методом спектрометрирования фотонов, снимающих возбуждение конечного ядра  $^{39}\text{K}$  (а—г) и протонов (д,е): Указаны энергии заселяемых уровней

распада. Таким образом, эти два типа экспериментов взаимно дополняют друг друга.

Следует особо подчеркнуть, что эксперименты двух обсуждаемых типов в данном случае дают близкие значения интегральных сечений заселения низколежащих уровней ядра  $^{39}\text{K}$  в реакции  $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)^{39}\text{K}$  (см. табл.3). Так, для уровней ядра  $^{39}\text{K}$  в области 2,8+4,2 МэВ  $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименты [19] и [7] дают суммарное интегральное сечение соответственно  $(57 \pm 5)$  и  $(51 \pm 3)$  МэВ·мб, а  $(\gamma, p)$ -эксперимент — значение  $(50 \pm 5)$  МэВ·мб. С учетом различия в верхнем пределе интегрирования сечений имеется согласие и в значениях интегрального сечения реакций  $(\gamma, p_1)$ , полученных в этих двух типах экспериментов.

Для группы уровней ядра  $^{39}\text{K}$  в интервале энергий 4,2+6,5 МэВ эксперимент по спектрометрированию протонов [19] дает суммарное интег-

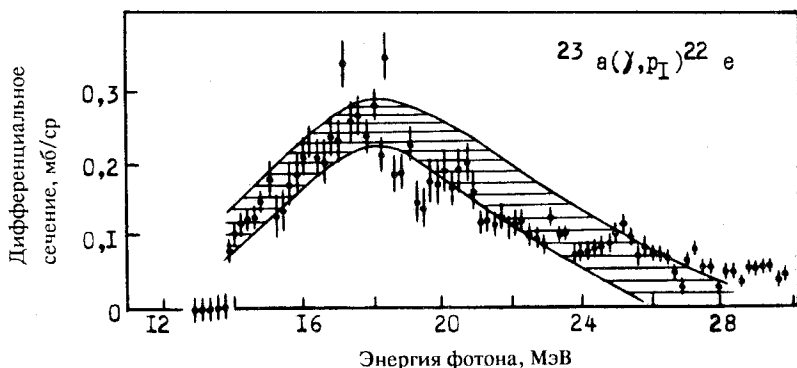
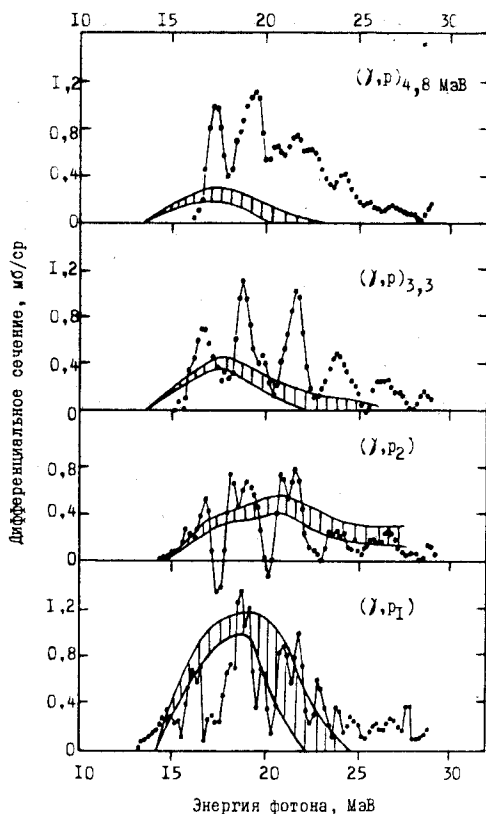


Рис.8. Сравнение сечений реакции  $^{23}\text{Na}(\gamma, p_1)^{22}\text{Ne}$ , полученных спектрометрированием фотонов [22] (заштрихованная область) и протонов [23] (точки)

ральное сечение  $(67 \pm 8)$  МэВ·мб (см. табл.3).  $(\gamma, p\gamma')$ -эксперимент показывает, что в этой области энергий ядра  $^{39}\text{K}$  происходит заселение 7—10 уровней с суммарным интегральным сечением  $(42 \pm 5)$  МэВ·мб, что в 1,5 раза ниже значения, полученного при детектировании протонов. Подобная ситуация имеет место и для других ядер. С ростом энергии  $E_f$  конечного ядра сечения, полученные из экспериментов по спектрометрированию частиц, все значительно превышают сечения, полученные в экспериментах по спектрометрированию фотонов. Систематическое занижение сечений для больших  $E_f$  в экспериментах последнего типа можно объяснить влиянием двух факторов. Во-первых, с ростом  $E_f$  происходит заселение все большего числа уровней в единичном интервале энергий и все большее дробление суммарного сечения среди множества малоинтенсивных переходов (см. табл.3). При этом, за счет снижения чувствительности Ge(Li)-детекторов к фотонам энергии, часть наиболее малоинтенсивных  $\gamma$ -переходов не удастся выделить и, если их число значительно, то суммарный недобор сечения может быть большим. Во-вторых, с ростом  $E_f$  трудности распутывания  $\gamma$ -каскадов увеличиваются, что также может привести к потере части сечения.

Для уровней ядра  $^{39}\text{K}$  с  $E_f = 6,5 + 8,5$  МэВ суммарное значение наблюдаемого в  $\gamma$ -переходах интегрального сечения реакции  $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)$  составляет лишь  $(6 \pm 2)$  МэВ·мб. Как следует из эксперимента по спектрометрированию протонов, интегральное сечение фотопротонной реакции в этой области составляет  $(97 \pm 15)$  МэВ·мб. Такое сильное различие лишь

Рис.9. Сравнение парциальных фотопротонных сечений для ядра  $^{32}\text{S}$ , полученных спектрометрированием фотонов [24] (штриховка) и протонов [25] (точки)



частично объясняется тем, что уровни ядра  $^{39}\text{K}$  с энергиями  $6,5 \div 8,5$  МэВ являются несвязанными и их распад идет также за счет эмиссии протонов (энергия отделения протона в ядре  $^{39}\text{K}$  6,374 МэВ). Сечение фотопротонной реакции в этой области  $E_f$  является суммой  $\sigma(\gamma, p)$  и  $\sigma(\gamma, 2p)$ , причем интегральная величина последнего в области  $E_\gamma < 24,6$  МэВ по данным работы [7], по-видимому, не превышает 10 МэВ·мб. Таким образом, даже в наиболее полном  $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте [7] в области  $E_f > 6,4$  МэВ суммарная величина невыделенного  $(\gamma, p)$ -сечения составляет  $\geq 80$  МэВ·мб (нужно помнить, что в работе [7]  $E_\gamma \leq 32$  МэВ).

На только что разобранном примере реакции  $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)^{39}\text{K}$  были продемонстрированы основные особенности и различия результатов двух типов экспериментов по определению парциальных фотоядерных сечений. Прежде чем подводить итоги, приведем еще два примера сопоставления результатов.

На рис.8 приведены сечения реакции  $^{23}\text{Na}(\gamma, p_1)^{22}\text{Ne}$ , полученные в работах [22] ( $\gamma$ -спектрометрирование) и [23] (спектрометрирование протонов). На рис.9 сравниваются парциальные сечения реакции  $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ , полученные в работах [24] ( $\gamma$ -спектрометрирование) и [25] (спектрометрирование протонов).

Из этих примеров следуют такие же выводы, что и в случае  $^{40}\text{Ca}$ , а именно:



1. Для низколежащих уровней конечного ядра ( $E_f \leq 4$  МэВ) величины сечений и грубый энергетический их ход в экспериментах обоих типов получаются примерно одними и теми же.

2. С ростом  $E_f$  ( $E_f > 4$  МэВ) в экспериментах по  $\gamma$ -спектрометрированию наблюдается все большая недооценка величины сечения, а также все большее искажение его формы. Степень искажения растет с увеличением плотности уровней.

3. Для близких соседних уровней конечного ядра грубые энергетические зависимости парциальных сечений подобны.

Из сказанного следует, что данные экспериментов по  $\gamma$ -спектрометрированию желательно подкреплять данными экспериментов по спектрометрированию частиц. В экспериментах последнего типа сечения и их энергетические зависимости определяются точнее. В той области  $E_f$  где в экспериментах по спектрометрированию частиц переходы на отдельные уровни конечного ядра перекрываются, разделить эти переходы можно в эксперименте по  $\gamma$ -спектрометрированию. При этом сечение заселения группы близких уровней конечного ядра, полученное в эксперименте по спектрометрированию частиц, может быть разделено на сечения заселения отдельных уровней с использованием предположения о примерном подобии формы парциальных сечений для соседних уровней.

( $\gamma$ ,  $x\gamma'$ )-эксперименты, в которых получены энергетические зависимости парциальных сечений, еще немногочисленны. Для ядер с  $16 < A \leq 40$  имеется лишь четыре работы. В них исследовались ядра  $^{19}\text{F}$  [26],  $^{23}\text{Na}$  [22],  $^{32}\text{S}$  [24] и  $^{40}\text{Ca}$  [19].

Трудности таких экспериментов, как следует из сказанного выше, связаны прежде всего со сложными фоновыми условиями ( $\gamma$ ,  $x\gamma'$ )-опытов и медленным набором статистики. В то же время для получения энергетической формы парциальных сечений необходимо измерять выход  $Y_f(E^m)$ , меняя  $E^m$  с шагом, как правило, не превышающим 1,0—1,5 МэВ. В таких случаях при работе на бетатронах и синхротронах весьма эффективным является метод накопления информации в условиях быстрого сканирования  $E^m$ . В этом методе, использованном ранее в экспериментах по определению  $\sigma(\gamma, p_f)$  спектрометрированием протонов (см., например, [27]),  $E^m$  меняется в каждом акте ускорения электронов (т.е. с типичной частотой 50 Гц), пробегая за доли секунды в циклическом (или случайном) порядке весь набор запланированных значений. Память многоканального амплитудного анализатора импульсов разбивается на число участков, соответствующих различным значениям  $E^m$ , и информация о

Число фотонов в канале

Номер канала

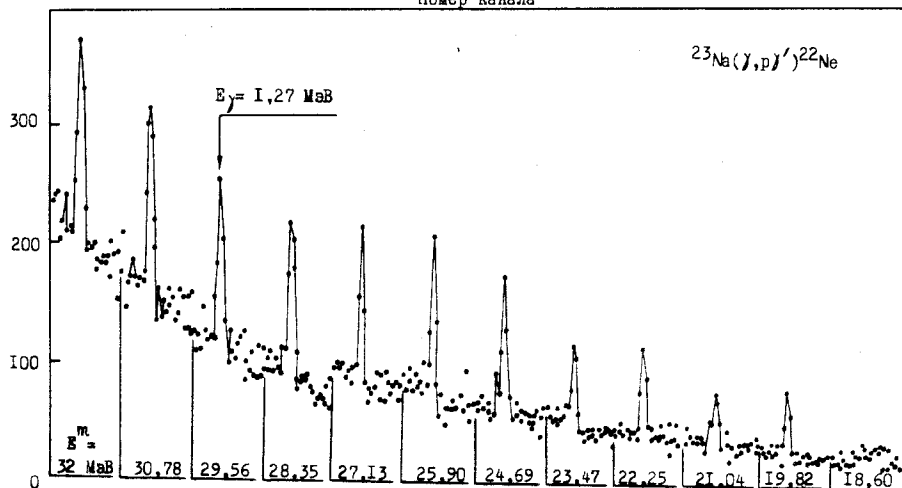


Рис.10. Участки  $\gamma$ -спектров в районе линии 1,27 МэВ, полученные в  $^{23}\text{Na}(\gamma, \chi\gamma')$ -эксперименте [22] для различных значений верхней границы  $E^m$  тормозного излучения

спектрах регистрируемых частиц, относящаяся к определенному  $E^m$ , автоматически накапливается в соответствующем участке этой памяти.

Такой метод позволяет значительно повысить точность определения энергетической зависимости сечений. К сожалению, в  $(\gamma, \chi\gamma')$ -экспериментах этот метод не получил распространения. Имеется лишь один случай его использования [22] для измерения сечения реакции  $^{23}\text{Na}(\gamma, p_1)^{22}\text{Ne}$  (результат показан на рис.8). Подробное описание методики этого эксперимента содержится в диссертации А.И.Гутя [22]. Нам представляется, что описанный метод заслуживает более широкого применения. Мы здесь для иллюстрации ограничимся лишь следующими сведениями из работы [22]. Энергия первого возбужденного состояния ядра  $^{22}\text{Ne}$  равна 1,27 МэВ. Величина  $E^m$  «пробегала» 16 значений в диапазоне 13+32 МэВ, т.е. менялась с шагом 1,2 МэВ. Использовался 4096-канальный анализатор, память которого разбивалась на 16 участков (по 256 каналов). В каждом из них накапливалась информация о спектре фотонов распада с энергиями в диапазоне 0,3+3,0 МэВ. На рис.10 в качестве примера показаны участки  $\gamma$ -спектров в районе линии 1,27 МэВ для двенадцати последовательных значений  $E^m$  (от 18,6 до 32 МэВ), полученные в одной из серий измерений.

В заключение раздела приведем табл.4, в которой дана сводка данных  $(\gamma, \chi\gamma')$ -экспериментов, выполненных для ядер рассматриваемой области.

**Таблица 4. Сводная информация о парциальных фотоядерных каналах в  $(\gamma, \chi\gamma')$ -экспериментах (ядра с  $16 < A \leq 40$ )**

Ядро-мишень	Наблюдаемые реакции	Наибольшая энергия наблюдаемого заселяемого уровня конечного ядра, МэВ	Наибольшая энергия фотона тормозного излучения $E^m$ , МэВ	Экспериментальная работа
$^{17}\text{O}$	$(\gamma, n), (\gamma, p)$	6,13	28	[10]
$^{18}\text{O}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, 2n), (\gamma, \alpha)$	6,73	28	[54]
$^{19}\text{F}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, \alpha)$	5,3	30	[26,55]
$^{23}\text{Na}$	$(\gamma, n), (\gamma, p)$	6,12	32	[5,22]
$^{24}\text{Mg}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, d), (\gamma, \alpha)$	6,0	30,5	[48,49]
$^{25}\text{Mg}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, d), (\gamma, \alpha)$	10,1	28,7	[49]
$^{26}\text{Mg}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, 2n), (\gamma, \alpha)$	7,9	30	[49]
$^{27}\text{Al}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, np)$	5,5	32	[14,50]
$^{28}\text{Si}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, \alpha)$	4,4	28	[32]
$^{29}\text{Si}$	$(\gamma, n), (\gamma, p)$	9,4	26	[6]
$^{30}\text{Si}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, 2n), (\gamma, np), (\gamma, \alpha)$	8,3	26	[6]
$^{31}\text{P}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, np), (\gamma, \alpha)$	8,9	32	[8,55,56]
$^{32}\text{S}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, \alpha)$	7,2	32	[4,24,43]
$^{39}\text{K}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, \alpha)$	5,5	32	[9]
$^{40}\text{Ca}$	$(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, 2p), (\gamma, \tau), (\gamma, \alpha)$	7,7	32	[7,19]

#### 4. МЕТОД ВЫДЕЛЕНИЯ ПОЛУПРЯМЫХ НУКЛОНОВ ПРИ РАСПАДЕ ДГР

Парциальное сечение  $\sigma^q(\gamma, \chi_p)$  полупрямой фотонуклонной реакции ( $\chi = p$  или  $n$ ), идущей через изолированный резонанс  $q$ , обусловленное вылетом частицы  $\chi$  и связанное с заселением уровня  $f$ , можно представить в виде

$$\sigma^q(\gamma, x_f) = \sigma_\gamma^q \frac{\Gamma^\dagger(x_f)}{\Gamma_q}. \quad (7)$$

Здесь  $\sigma_\gamma^q$  есть сечение полного поглощения  $\gamma$ -квантов, связанное с возбуждением этого резонанса,  $\Gamma^\dagger(x_f)$  — ширина резонанса, связанная с полупрямым испусканием нуклона  $x$  и заселением состояния  $f$ ,  $\Gamma_q$  — полная ширина резонанса, включающая в себя и ширину, связанную с разбросом входных состояний.

Отношение парциальных сечений, идущих через резонанс  $q$  и обусловленных полупрямым процессом, равно отношению ширин  $\Gamma^\dagger(x_f)$ :

$$\frac{\sigma^q(\gamma, x_1)}{\sigma^q(\gamma, x_2)} = \frac{\Gamma^\dagger(x_1)}{\Gamma^\dagger(x_2)}. \quad (8)$$

Можно полагать (аргументы будут изложены ниже в конце этого раздела), что основное и нижайшие состояния конечного ядра ( $A - 1$ ), имеющие дырочную природу, заселяются в результате полупрямого процесса. Взяв сечения заселения основного и низколежащих состояний из эксперимента и полагая, что они носят исключительно полупрямой характер, можно рассчитать парциальные сечения полупрямого распада этого резонанса на более высокие дырочные состояния. При этом, конечно, необходимо знать отношение ширин. Превышение измеренного сечения  $\sigma_{\text{exp}}(\gamma, x_f)$  над рассчитанным по такому рецепту сечением, например,

$$\sigma_{\text{th}}(\gamma, x_f) = \sigma_{\text{exp}}(\gamma, x_0) \frac{\Gamma^\dagger(\gamma, x_f)}{\Gamma^\dagger(\gamma, x_0)}, \quad (9)$$

будет означать, что избыток сечения

$$\Delta = \sigma_{\text{exp}}(\gamma, x_f) - \sigma_{\text{th}}(\gamma, x_f)$$

связан с предравновесным или равновесным процессом.

Однако отношение ширин  $\Gamma^\dagger(x_f)$  неизвестно. Их приходится рассчитывать. Чаще всего для этой цели используется традиционная модель оболочек, не учитывающая непосредственно тот факт, что резонанс находится в непрерывном спектре. Это так называемая Bound Shell Model (BSM). Для описания распада резонансного состояния вводится взаимодействие с непрерывным спектром на основе  $R$ -матричной теории с использованием формализма приведенной ширины. В этом случае парциальная ширина изолированного резонанса по отношению к испусканию нуклона с квантовыми числами  $(n, l, j)$  и образованием конечного ядра в состоянии  $f(E, J, T)$  описывается выражением

$$\Gamma_{\lambda f}(q) = 2\sqrt{\varepsilon_f} \gamma_0^2 P_{q\lambda}(\varepsilon_f) S_\lambda(q \rightarrow f). \quad (10)$$

Здесь  $\varepsilon_f$  — энергия вылетевшего нуклона,  $P_{q\lambda}(\varepsilon_f)$  — проницаемость кулоновского и центробежного барьеров,  $\gamma_0^2$  — приведенный спектроскопический фактор,  $S_\lambda(q \rightarrow f)$  — спектроскопический фактор, связывающий изолированный резонанс  $q$  с состояниями конечного ядра  $(A-1)$  и нуклоном в непрерывном спектре с квантовыми числами  $\lambda = (l, j)$ .

В настоящее время развиты методы, позволяющие непосредственно учесть непрерывный спектр при построении входных состояний (CSM — Continuous Shell Model) и тем самым избежать непоследовательности, присущей BSM и R-матричному подходу при их объединении. Однако возникающие при этом трудности как концептуального, так и технического плана не позволяют широко использовать такой подход для анализа экспериментальных данных. BSM совместно с R-матричным подходом привлекательны тем, что соответствующий формализм очень широко и легко за счет некоторой потери строгости может быть использован для анализа экспериментальных данных, по крайней мере, для сильных переходов (переходов на уровни конечного ядра с большими спектроскопическими факторами).

Естественно возникает вопрос о надежности метода. Мы воспользуемся одним важным результатом, полученным в CSM: для переходов с большими спектроскопическими факторами парциальная ширина может быть факторизована в виде спектроскопического фактора и фактора проницаемости — соотношение (10). В противном случае проблема получения парциальных ширин из спектроскопических факторов нетривиальна [28]. И второе [29], для переходов с большими спектроскопическими факторами отношения парциальных ширин, полученных в CSM и в BSM совместно с R-матричным подходом, оказываются близкими.

Чтобы рассчитать парциальные ширины согласно выражению (10), необходимо знать волновую функцию резонансного состояния  $q$ . Изолированные входные состояния, формирующие каркас дипольного резонанса, можно представить в виде суперпозиции состояний

$$|q\rangle = \sum_{\alpha > \beta} X_{\alpha\beta}(q) a_\alpha^+ a_\beta \Psi_{gr}, \quad (11)$$

построенных над физическим основным состоянием ядра-мишени  $\Psi_{gr}$ . Корреляциями нуклонов в  $\Psi_{gr}$ , выводящими их за полосу заполненных нижайших оболочек, будем пренебрегать. В обсуждаемой области ядер

эффекты таких корреляций в основном состоянии находятся на уровне 20—30% [30,31]. Соответствующие корреляции, естественно, не рассматриваются и в волновой функции резонанса. В (11)  $\alpha, \beta$  — индексы, различающие одночастичные состояния (неравенство  $\alpha > \beta$  означает, что энергия нуклона в состоянии  $\alpha$  больше, чем в состоянии  $\beta$ ).  $a_\alpha^+$  и  $a_\beta$  — операторы рождения и уничтожения нуклонов в состояниях  $\alpha$  и  $\beta$  соответственно,  $X_{\alpha\beta}(q)$  — амплитуды, с которыми компоненты  $a_\alpha^+ a_\beta \Psi_{gr}$  входят в волновую функцию резонанса.

Ограничимся теперь только теми входными состояниями в (11), которые сформированы переходами нуклонов из внешних оболочек. Тогда спектроскопические факторы  $S_\lambda(q \rightarrow f)$  оказываются пропорциональными спектроскопическому фактору  $S^-(f)$  реакции подхвата нуклона из основного состояния исходного ядра  $A$  и образования ядра  $A - 1$  в состоянии  $f$ . С точностью до константы выражение для парциальной ширины для четно-четного ядра  $A$  имеет вид

$$\Gamma_\beta^\uparrow(q \rightarrow f) = \text{const } S_\beta^-(f) \sqrt{\epsilon_f} \sum_\alpha P_\alpha(\epsilon_f) X_{\alpha\beta}^2(q), \quad (12)$$

где индекс  $\beta = (n_\beta, l_\beta, j_\beta, \pi_\beta)$  указывает тип дырочного возбуждения, присутствующего в конечном состоянии  $f$  (т.е. означает, что нуклон при поглощении ядром фотона был вырван из одночастичного состояния  $\beta$ ).

Поскольку в построении волновой функции принимали участие только входные состояния, то рассчитанная ширина по определению отвечает ширине полупрямого вылета нуклона. Как видно из приведенного выражения, эта ширина пропорциональна спектроскопическому фактору, проявляющемуся в реакции подхвата. На такую пропорциональность (корреляцию) указывалось в работах [24,27,32—35]. Соотношение (12) непосредственно получено в [36].

Для нечетного ядра выражение для ширины полупрямого процесса несколько усложняется [36]:

$$\Gamma_\beta^\uparrow(q \rightarrow f) = \text{const} \frac{\sqrt{\epsilon_f}}{N_\beta^2} (1/2 \tau_x T_f T_0 - \tau_x |T_q T_0|)^2 \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ T_0 & T_q & T_f \end{Bmatrix} \times \\ \times R_\beta(q) S_\beta^-(f) (2j_\beta + 1) \sum_\alpha P_\alpha(\epsilon_f) X_{\alpha\beta}^2(q), \quad (13)$$

где  $N_\beta$  — число нуклонов на подоболочке  $\beta$  в основном состоянии ядра;  $\left\{ \begin{matrix} \dots \\ \dots \end{matrix} \right\}$  — коэффициенты Клебша — Гордана;  $\left\{ \begin{matrix} \dots \\ \dots \end{matrix} \right\}$  — символы Вигнера;

$\tau_x$  — проекция изоспина вылетевшего нуклона ( $\tau_x = 1/2$  для нейтрона и  $-1/2$  для протона);  $T_f$  — изоспин конечного состояния. Суммирование по  $\alpha$  в (12), по существу, сводится к суммированию по орбитальному моменту  $l$  вылетающего нуклона.  $R_\beta(q)$  имеет следующий вид [36]:

$$R_\beta(q) = \frac{(T_q + T_0 + 2)(T_0 + 1 - T_q)}{4T_0} v_\beta(n) + \frac{(T_q + T_0)(T_q + 1 - T_0) - 2}{4T_0} v_\beta(p), \quad (14)$$

где  $v_\beta(n)$  и  $v_\beta(p)$  — нейтронная и протонная заселенности подболочки  $\beta$  ( $v_\beta(n)$ , например, равна  $n_\beta / (2j_\beta + 1)$ ), которые, так же, как и  $N_\beta$  и  $S_\beta^-(f)$ , берутся из экспериментальных данных реакций однонуклонной передачи.

Выражение (13) сохраняет в явном виде изоспиновую структуру состояний ДГР нечетного ядра. Напомним, что для нечетного ядра спин и изоспин основного состояния ( $J_0, T_0$ ) отличны от нуля, а спин и изоспин дипольных состояний могут принимать различные значения (для  $J$  — три значения:  $J_0, J_0 \pm 1$ , а для  $T_q$  — два значения:  $T_0, T_0 + 1$ ).

В случае нечетного ядра-мишени в конечном (после вылета нуклона) состоянии  $f$  может присутствовать, в отличие от варианта с четно-четным ядром-мишенью, не один тип дырочного возбуждения  $\beta$ . В этом случае

$$\Gamma^\dagger(q \rightarrow f) = \sum_\beta \Gamma_\beta^\dagger(q \rightarrow f).$$

Для четно-четного ядра-мишени

$$\Gamma^\dagger(q \rightarrow f) \equiv \Gamma_\beta^\dagger(q \rightarrow f) \text{ и } S_\beta^-(f) \equiv S^-(f).$$

Для четно-четного ядра отношение парциальных ширин полупрямого процесса определяется выражением

$$\frac{\Gamma_{\beta_1}^\dagger(q \rightarrow f_1)}{\Gamma_{\beta_2}^\dagger(q \rightarrow f_2)} = \frac{S_{\beta_1}^-(\epsilon_1)}{S_{\beta_2}^-(\epsilon_2)} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \frac{\sum_\alpha P_\alpha(\epsilon_1) X_{\alpha\beta_1}^2(q)}{\sum_\alpha P_\alpha(\epsilon_2) X_{\alpha\beta_2}^2(q)}. \quad (15)$$

Аналогичное соотношение можно записать и для нечетного ядра. Чтобы рассчитать отношение (15), необходимо в явном виде знать структуру волновой функции состояния  $|q\rangle$ , т.е. коэффициенты  $X_{\alpha\beta}$ . Рассмотрим, однако, предельные случаи, чтобы получить представление о диапазоне изменения этого отношения.

В  $\Gamma_{\beta}^{\uparrow}(q \rightarrow f)$  входят суммы  $\sum_{\alpha} P_{\alpha}(\epsilon_1) X_{\alpha\beta}^2(q)$ . Дипольный резонанс ядер  $1d2s$ -оболочки, связанный с нуклонами внешней оболочки, формируется из нуклонных переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$ :

$$\begin{aligned} d_{5/2} &\rightarrow f_{7/2}, f_{5/2}, p_{3/2}; \\ d_{3/2} &\rightarrow f_{5/2}, p_{3/2}, p_{1/2}; \\ s_{1/2} &\rightarrow p_{3/2}, p_{1/2}. \end{aligned}$$

Таким образом, полупрямые нуклоны покидают либо  $p$ -оболочку, либо  $f$ -оболочку, унося орбитальный момент  $l = 1$  или  $3$ . Сумму  $\sum_{\alpha} P_{\alpha} X_{\alpha\beta}^2$  можно разделить на два слагаемых, отвечающих  $l = 1$  и  $3$ :

$$\sum_{\alpha} P_{\alpha} X_{\alpha\beta}^2 = P_1 X_1^2 + P_3 X_3^2,$$

где

$$\begin{aligned} X_1^2 &= X_{d_{5/2}p_{3/2}}^2 + X_{d_{3/2}p_{3/2}}^2 + X_{d_{3/2}p_{1/2}}^2 + X_{s_{1/2}p_{3/2}}^2 + X_{s_{1/2}p_{1/2}}^2, \\ X_3^2 &= X_{d_{5/2}f_{7/2}}^2 + X_{d_{5/2}f_{5/2}}^2 + X_{d_{3/2}f_{5/2}}^2, \end{aligned}$$

причем  $X_1^2 + X_3^2 = 1$ , а  $P_1$  и  $P_3$  — проницаемости барьера для нуклонов с  $l = 1$  и  $3$ .

Сравним парциальные переходы на различные уровни одной и той же дырочной природы ( $\beta_1 = \beta_2$ ). Имеется два предельных случая, когда из ядра вылетают нуклоны либо только с  $l = 1$ , либо только с  $l = 3$ . Соответствующие предельные отношения парциальных ширин полупрямого распада, как следует из (15), даются выражением

$$\frac{\Gamma^{\uparrow}(q \rightarrow f_1)}{\Gamma^{\uparrow}(q \rightarrow f_2)} = \begin{cases} \frac{S^-(\epsilon_1)}{S^-(\epsilon_2)} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \frac{P_1(\epsilon_1)}{P_1(\epsilon_2)} & \text{для } l = 1 \\ \frac{S^-(\epsilon_1)}{S^-(\epsilon_2)} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \frac{P_3(\epsilon_1)}{P_3(\epsilon_2)} & \text{для } l = 3. \end{cases}$$

Все промежуточные значения отношения  $\Gamma^{\uparrow}(q \rightarrow f_1)/\Gamma^{\uparrow}(q \rightarrow f_2)$ , отвечающие различным степеням смешивания нуклонов с  $l = 1$  и  $3$ , будут заключены между двумя вышеперечисленными предельными значениями.



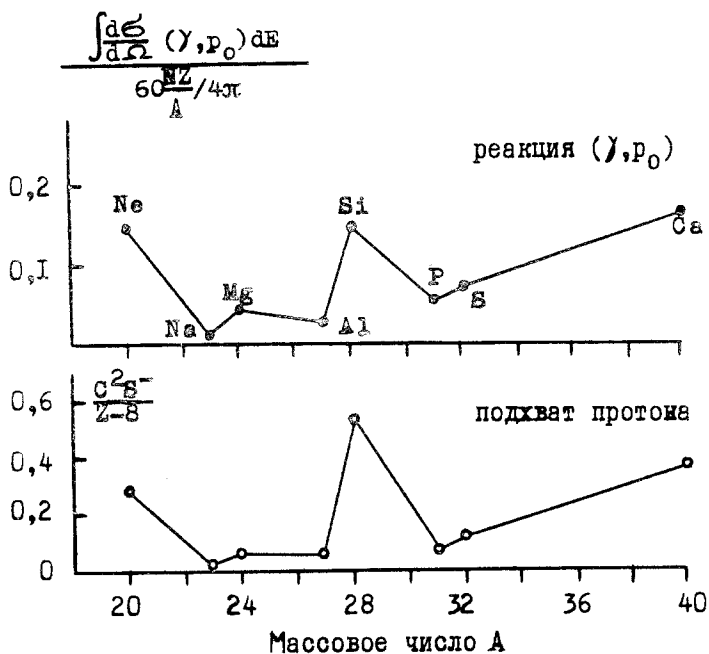


Рис.11. Корреляция между величинами  $(\gamma, p_0)$ -сечений и спектроскопическими факторами реакции протонного подхвата для ядер  $1d2s$ -оболочки (подробности в тексте)

Поэтому в общем случае (после сокращения общих множителей) можем записать

$$\frac{P_1(\epsilon_1)}{P_1(\epsilon_2)} \leq \frac{\Gamma^\dagger(q \rightarrow f_1)}{\Gamma^\dagger(q \rightarrow f_2)} \leq \frac{P_3(\epsilon_1)}{P_3(\epsilon_2)}. \quad (16)$$

Для оценки этого отношения структура волновой функции нам не понадобилась. Приведем величину неравенства для ядра-мишени  $^{28}\text{Si}$  и значений энергий фотонейтронов  $\epsilon_1 = 8$  МэВ и  $\epsilon_2 = 4$  МэВ:

$$1,2 \leq \frac{\Gamma^\dagger(q \rightarrow f_1)}{\Gamma^\dagger(q \rightarrow f_2)} \leq 4,0.$$

Соотношение (16) позволяет получить верхнюю и нижнюю оценки  $\Gamma^\dagger$ , отвечающие вылету нуклона либо только с  $l = 1$ , либо только с  $l = 3$ .

Описанный подход использовался для выделения полупрямой ветви распада ДГР в работах [2,27,33,36]. Как уже отмечалось выше, для ядер  $1d2s$ -оболочки полагается, что сечение заселения основного состояния связано исключительно с полупрямым процессом. В дальнейшем мы будем называть его *опорным*.

Парциальное  $(\gamma, p_0)$ -сечение с высокой точностью может быть получено с помощью соотношения детального баланса из данных по обратной  $(p, \gamma_0)$ -реакции. Эти эксперименты обычно выполняются с высоким ( $\approx 10$  кэВ) энергетическим разрешением на электростатических ускорителях. Анализ эриксоновских флуктуаций, наблюдающихся в таких сечениях, показал [37—42], что в них доминируют прямые (в нашей терминологии — полупрямые) процессы. Так, для ядер  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$  вероятность полупрямого распада в  $(\gamma, p_0)$ -канале составляет 0,87—0,99. Об этом же свидетельствует отчетливая корреляция между спектроскопическими факторами  $S_0^-$  основных состояний конечных ядер и интегральными величинами  $(\gamma, p_0)$ -сечений. Степень такой корреляции демонстрируется рис.11. В верхней части рисунка приведены интегральные сечения реакции  $(\gamma, p_0)$ , отнесенные к классическому дипольному правилу сумм ( $60 \frac{NZ}{A}$  МэВ·мб), а в нижней —  $C^2 S_0^- / (Z - 8)$ , где  $S_0^-$  — спектроскопический фактор основного состояния конечного ядра,  $C^2 = \frac{2T_f}{2T_f + 1}$ ,  $T_f$  — изоспин конечного состояния (в данном случае основного),  $(Z - 8)$  — число протонов вне инертного кора  $^{16}\text{O}$ .

Корреляция с данными реакций подхвата наблюдается также и для парциальных сечений заселения самых нижних возбужденных состояний конечных ядер, имеющих, как правило, дырочную природу. Это хорошо видно из рис.12, где приведено сравнение данных реакций подхвата [13,20] и реакций  $(\gamma, p_f)$  для ядер  $^{24}\text{Mg}$  [47,48,49] и  $^{27}\text{Al}$  [14,51]. Это указывает на то, что полупрямой распад доминирует и в этих парциальных сечениях, которые по этой причине также могут быть использованы в качестве *опорных*. Аналогичный результат получен в расчетах парциальных каналов нуклонного распада ДГР ядер  $^{28}\text{Si}$  и  $^{32}\text{S}$ , выполненных в работах [30,44,45]. Для отбора парциальных фотонуклонных сечений, формирующихся преимущественно за счет полупрямого распада, может быть использован также критерий (8).

Приведенные соотношения (8), (9), (12)—(16) легли в основу метода выделения полупрямой ветви распада гигантского дипольного резонанса [2,27,33,36].

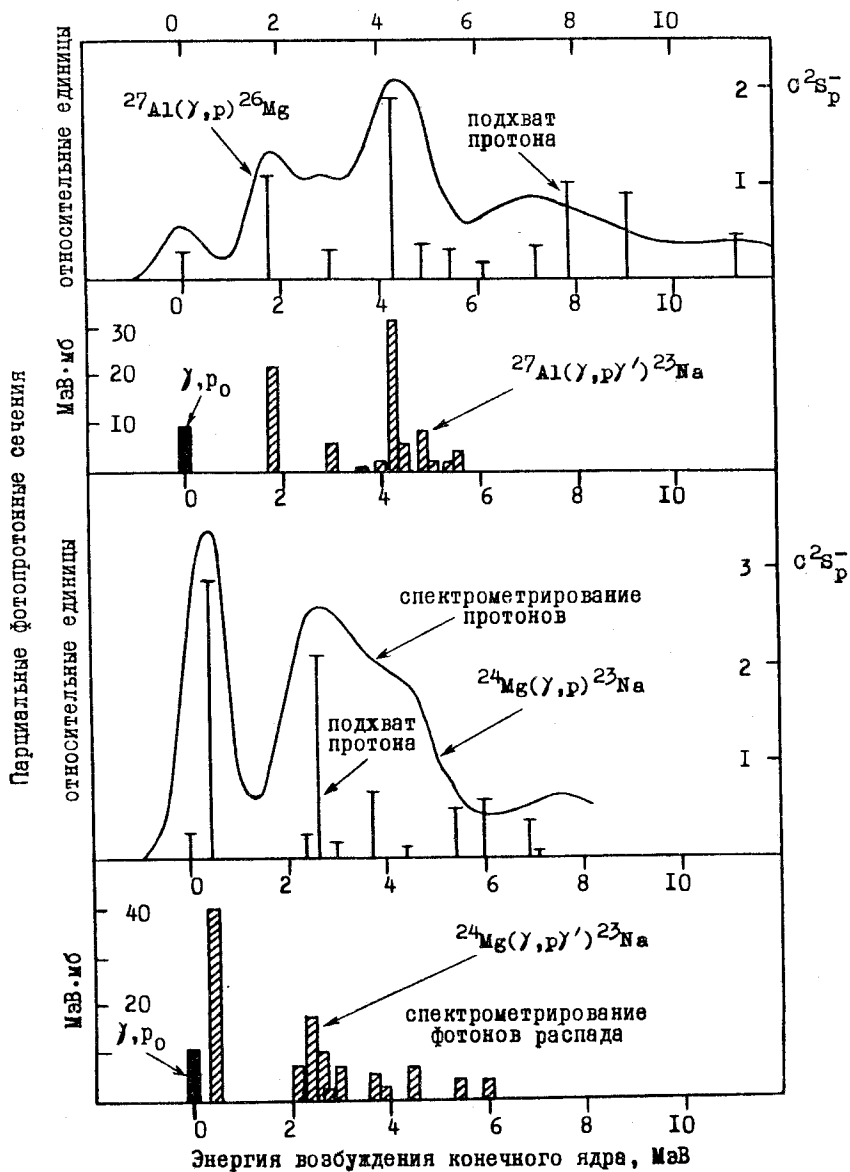


Рис.12. Корреляция между парциальными фотопротонными сечениями и спектроскопическими факторами протонного подхвата  $C^{2S}_p$  (вертикальные линии) для ядер  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}$ . Парциальные фотопротонные сечения были получены спектрометрированием как фотонов (заштрихованные столбики), так и протонов (сплошные линии). Сечения  $(\gamma, p_0)$ -реакции получены из  $(p, \gamma_0)$ -экспериментов

## 5. ВЫДЕЛЕНИЕ ПОЛУПРЯМОЙ ВЕТВИ РАСПАДА ДГР В ЯДРАХ $^{24}\text{Mg}$ И $^{27}\text{Al}$

Для четно-четных самосопряженных ядер ( $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ) имеются энергетические зависимости парциальных фотопротонных сечений, полученные в экспериментах по спектрометрированию протонов. Эти данные дополняются данными из  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов, полученными в большинстве случаев при одном-двух значениях верхней границы  $E^{nl}$  тормозного излучения. Обработку этой категории экспериментальных данных мы рассмотрим на примере ядра  $^{24}\text{Mg}$ , следуя работе [46].

Для остальной группы ядер, которую образуют несамосопряженные ядра (см. табл.4), обработке подвергаются лишь результаты  $(\gamma, p\gamma')$ - и  $(\gamma, n\gamma')$ -экспериментов по интегральным значениям парциальных фотонуклонных сечений. Данные опытов по спектрометрированию частиц в этом случае используются только для контроля правильности результатов  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов. Причина этого будет ясна из дальнейшего изложения. В качестве примера обработки этой группы данных мы опишем обработку результатов  $(\gamma, x\gamma')$ -эксперимента для ядра  $^{27}\text{Al}$ , следуя работе [36].

Полный анализ вклада полупрямых нуклонов возможен лишь в том случае, когда известны как парциальные фотопротонные, так и парциальные фотонейтронные сечения. Последние, как правило, не измерялись. Измерялись лишь полные фотонейтронные сечения  $\sigma(\gamma, n) = \sum_f \sigma(\gamma, n_f)$ . Однако в случае четно-четных самосопряженных ядер ( $N = Z$ ) можно получить [2,33] косвенную информацию о парциальных фотонейтронных сечениях, пересчитав их из парциальных фотопротонных, сделав при этом ряд утверждений. Перечислим эти утверждения:

1. Изоспин низколежащих состояний конечного ядра ( $T = 1/2$ ) и основного состояния исходного ядра ( $T = 0$ ) является хорошим квантовым числом.
2. Изоспин сформированного дипольного состояния ( $T = 1$ ) также является хорошим квантовым числом.

В этом случае для исходного четно-четного самосопряженного ядра при пренебрежении: 1) разностью порогов протонного и нейтронного распада, 2) некоторым различием в энергетическом положении зеркальных уровней конечных ядер и 3) проницаемостью кулоновского барьера сечение парциального фотонейтронного канала должно повторять сечение зеркального фотопротонного канала. В действительности эти факторы необходимо учесть и пересчитать сечение.

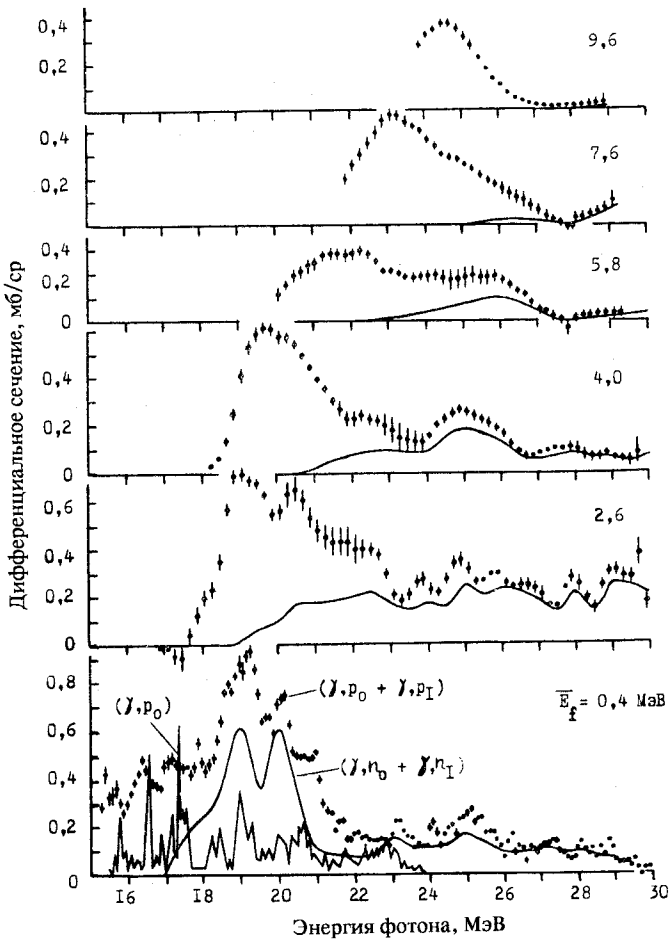


Рис.13. Парциальные фотопротонные [47] (точки) и фотонейтронные (сплошные линии) сечения для ядра  $^{24}\text{Mg}$ . Указаны центры тяжести заселяемых групп уровней. На нижнем рисунке приведено также сечение реакции  $(\gamma, p_0)$  из  $(p, \gamma_0)$ -эксперимента [39]

Процедура пересчета состоит в следующем. Каждое парциальное сечение  $\sigma(\gamma, p_f)$  пересчитывается с учетом сведений об орбитальном моменте вылетающих нуклонов в соответствующее сечение  $\sigma(\gamma, n_f)$ . Это осуществляется с помощью соотношения

$$\frac{\sigma(\gamma, n_p)}{\sigma(\gamma, p_p)} = \sqrt{\frac{\epsilon_n}{\epsilon_p}} \frac{P_n(\epsilon_n)}{P_p(\epsilon_p)}, \quad (17)$$

где  $P_n, P_p$  — проицаемости барьеров для протонов и нейтронов, а  $\epsilon_n$  и  $\epsilon_p$  — их кинетические энергии. Далее полученные таким образом  $\sigma(\gamma, n_p)$  суммируются и сравниваются с измеренными полными сечениями реакции  $\sigma(\gamma, n)$ . Хорошее совпадение как по форме, так и по абсолютной величине сравниваемых сечений возможно лишь при незначительной примеси дипольных состояний с  $T = 0$  к дипольным состояниям с  $T = 1$ .

Пересчет фотопротонных парциальных сечений в фотонейтронные был выполнен для ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  [2,33] и  $^{32}\text{S}$  [12,43]. Получено хорошее согласие пересчитанных полных фотонейтронных сечений с экспериментальными, что подтверждает вывод о довольно высокой чистоте по изоспину состояний ДГР легких самосопряженных ядер и правомерность применения к этим ядрам описываемой процедуры  $\sigma(\gamma, p_p) \rightarrow \sigma(\gamma, n_p)$ .

Результаты пересчета зависят от орбитального момента  $l$  вылетающего нуклона. В большинстве случаев  $l$  неизвестно. Для него, пользуясь правилами отбора по моменту и четности, можно указать лишь набор возможных значений. В этих случаях пересчет  $\sigma(\gamma, p_p) \rightarrow \sigma(\gamma, n_p)$  будет проводиться для двух значений  $l$  — минимального ( $l_{\min}$ ) и максимального ( $l_{\max}$ ).

**Ядро  $^{24}\text{Mg}$ .** Энергетические зависимости  $\sigma(\gamma, p_p)$  для  $^{24}\text{Mg}$  были получены в работах [47,48]. Дальнейший анализ основан на данных работы [47], приведенных на рис.13, и содержащих информацию не только о сечениях заселения низколежащих ( $< 4$  МэВ) уровней ядра  $^{23}\text{Na}$ , но и о сечениях заселения высоколежащих (вплоть до 10 МэВ) уровней конечного ядра. Все парциальные сечения, приведенные в [47], являются сечениями заселения нескольких (не менее двух) состояний конечного ядра. Исследованные в этой работе  $(\gamma, p)$ -каналы перечислены в левом столбце табл.5. Указаны центры тяжести  $\bar{E}_f$  заселяемых групп уровней. Деление этих сечений на сечения заселения отдельных уровней ядра  $^{23}\text{Na}$  осуществлено с использованием  $\sigma(\gamma, p_0)$ , взятого из  $(p, \gamma_0)$ -эксперимента [39], и данных  $(\gamma, p\gamma')$ -экспериментов [48,49] (табл.6). Эксперименты последнего типа, в которых определены интегральные значения парциальных сечений для отдельных уровней, показали, что сечения заселения групп уровней ядра  $^{23}\text{Na}$  с  $\bar{E}_f = 2,6; 4,0; 5,8$  МэВ формируются за счет переходов, перечисленных во втором слева столбце табл.5. Сечения  $\sigma(\gamma, p)_{2,6}$ ,

Таблица 5. Зеркальные каналы распада ДГР ядра  $^{24}\text{Mg}$ 

Каналы, исследованные в [47]	$(\gamma, p)$	$(\gamma, n_i)$	$E_\gamma$ МэВ $^{23}\text{Na}$ $^{23}\text{Mg}$	$J^\pi$	Конфигурация дырки $n_i$	$S_p^-$	$S_n^-$	Орбитальный момент нуклона $l_{\text{min}}$	$l_{\text{max}}$
$(\gamma, p) \bar{E}_\gamma=0,4$ МэВ	$\gamma, p_0$	$\gamma, n_0$	0	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,51	0,66	1	3
	$\gamma, p_1$	$\gamma, n_1$	0,44	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	5,9	4,4	1	3
$(\gamma, p)_{2,6}$	$\gamma, p_2$	$\gamma, n_2$	2,08	$7/2^+$					3
	$\gamma, p_3$	$\gamma, n_3$	2,39	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,49	0,36	1	1
	$\gamma, p_4$	$\gamma, n_5$	2,64	$1/2^-$	$1p_{1/2}$	4,2	4,6	0	2
	$\gamma, p_5$	$\gamma, n_4$	2,70	$9/2^+$					3
	$\gamma, p_6$	$\gamma, n_6$	2,98	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,32	0,28	1	3
		$\gamma, p_7$	$\gamma, n_7$	3,68	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	1,4	0,72	0
$(\gamma, p)_{4,0}$	$\gamma, p_8$	$\gamma, n_9$	3,85	$5/2^-$					2
	$\gamma, p_9$	$\gamma, n_8$	3,91	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,03	0,03	1	3
	$\gamma, p_{10}$	$\gamma, n_{10}$	4,43	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,18	0,11		1
		$\gamma, p_{12}$	$\gamma, n_{12}$	5,38	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,98	1,1 (?)	1
$(\gamma, p)_{5,8}$	$\gamma, p_{18}$	$\gamma, n_{18}$	5,97	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	1,2	4,0 (?)	0	2
		$(\gamma, n)_{7,6}$	6,5—8,5		$1p_{3/2}$	0,9		0	3
$(\gamma, p)_{9,6}$		$(\gamma, n)_{9,6}$	8,5—10,5		$1p_{3/2}$	1,2—2,4		0	3

Таблица 6. Интегральные сечения реакций  $^{24}\text{Mg}(\gamma, p_f)^{23}\text{Na}$  и характеристики заселяемых уровней  $^{23}\text{Na}$  [13,20]

Характеристики уровней ядра $^{23}\text{Na}$					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_f)$ , МэВ·мб		
$f$	$E_f$ , МэВ	$J^\pi$	$nl_f$	$C^2S^-$	$\gamma, p\gamma'$ [49] $E^m=30,5$ МэВ	$\gamma, p\gamma'$ [48] $E^m=28,5$ МэВ	$\gamma, p$ [47] $E^m=30$ МэВ
0*	0	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,26	—	—	11
1*	0,44	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	2,9	—	—	40
2	2,08	$7/2^+$			<8,90	<12,9±1,1	52
3*	2,39	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,24	10,56	16,8±1,3	
4*	2,64	$1/2^-$	$1p_{1/2}$	2,1	8,02	10,0±0,8	
5	2,70	$9/2^+$			<2,80	<1,8±1,0	
6	2,98	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,16	5,73	6,3±1,3	32
7*	3,68	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	0,7	4,44	5,2±1,2	
8	3,85	$5/2^-$			2,03	0	
9	3,91	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,015	6,27	1,9±0,8	18
10	4,43	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,09	6,53	6,1±0,6	
12	5,38	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,49	1,89	3,8±1,5	
18	5,97	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	0,6	<3,5	4,3±1,6	18
	6,5–8,5				—	—	
	8,5–10,5				—	—	

\* Уровни, сечения заселения которых использовались в качестве опорных.

$\sigma(\gamma, p)_{4,0}$  и  $\sigma(\gamma, p)_{5,8}$  разделены на  $\sigma(\gamma, p_f)$  в соответствии с данными  $(\gamma, p\gamma')$ -экспериментов (использовались усредненные вероятности заселения отдельных уровней, полученные в работах [48,49]). При этом, как уже говорилось, предполагалось, что отдельные  $\sigma(\gamma, p_f)$  для близких уровней имеют ту же энергетическую зависимость, что и исходное сечение заселения этой группы уровней конечного ядра.

Фотонейтронные сечения пересчитаны из фотопротонных, исходя из соотношения (17). Значения  $l_{\text{min}}$  и  $l_{\text{max}}$  для различных парциальных каналов приведены в правой части табл.5 (в пяти случаях  $l$  можно указать



Таблица 7. Интегральные сечения реакций  $^{24}\text{Mg}(\gamma, n_f)^{23}\text{Na}$  и характеристики заселяемых уровней  $^{23}\text{Mg}$  [13,20]

Характеристики уровней ядра $^{23}\text{Mg}$					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_f)$ , МэВ·мб		
$f$	$E_f$ , МэВ	$J^\pi$	$nl_f$	$C^2S^-$	$\gamma, n\gamma'$ [49] $E^m=30,5$ МэВ	$\gamma, n\gamma'$ [48] $E^m=28$ МэВ	Пересчет из $(\gamma, p_f)$ [46] $E^m=30$ МэВ
0*	0	3/2 <sup>+</sup>	1d <sub>3/2</sub>	0,33	—	—	6
1*	0,45	5/2 <sup>+</sup>	1d <sub>5/2</sub>	2,2	—	—	24
2	2,05	7/2 <sup>+</sup>			0,85	2,6±1,0	5—6
3*	2,36	1/2 <sup>+</sup>	2s <sub>1/2</sub>	0,18	2,13	3,4±1,0	12
4	2,72	9/2 <sup>+</sup>			<1,79	<1,7±1,0	1
5*	2,77	1/2 <sup>-</sup>	1p <sub>1/2</sub>	2,3	3,05	2,5±0,4	5—6
6	2,91	3/2 <sup>+</sup>	1d <sub>3/2</sub>	0,14	—	3,9±1,3	2—3
7*	3,80	3/2 <sup>-</sup>	1p <sub>3/2</sub>	0,36	—	—	3—3,5
8	3,86	5/2 <sup>+</sup>	1d <sub>5/2</sub>	0,015	—	—	1—2
9	3,97	5/2 <sup>-</sup>			—	—	0,5
10	4,36	1/2 <sup>+</sup>	2s <sub>1/2</sub>	0,06	0,55	1,8±0,7	5—5,5
12	5,29	5/2 <sup>+</sup>	1d <sub>5/2</sub>	(0,55)	—	—	1
18	5,99	3/2 <sup>-</sup>	1p <sub>3/2</sub>	(2,0)	—	—	2
	6,5—8,5				—	—	1,5—2,0
	8,5—10,5				—	—	0,5—1,0

\* Уровни, сечения заселения которых использовались в качестве опорных.

однозначно, т.е.  $l_{\text{min}} = l_{\text{max}}$ ). В соответствии с имеющейся неопределенностью в  $l$  были получены максимальные и минимальные значения полного фотонейтронного сечения  $\sigma(\gamma, n) = \sum_f \sigma(\gamma, n_f)$ .

Оказывается [46], что экспериментальное фотонейтронное сечение практически во всей области энергий проходит довольно близко к коридору неопределенности пересчета. Это свидетельствует о том, что использованная процедура пересчета в целом правильно воспроизводит отноше-

ние вероятностей вылета фотопротонов и фотонейтронов в области ДГР для  $^{24}\text{Mg}$ . Полученные путем пересчета из протонного канала парциальные фотонейтронные сечения, объединенные в сечения для групп состояний конечного ядра  $^{23}\text{Mg}$  с центрами тяжести, указанными в табл.5, для сравнения также представлены на рис.13 (сплошные линии). Полученные в результате пересчета  $\sigma(\gamma, p_f) \rightarrow \sigma(\gamma, n_f)$  значения  $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_f)$  приведены в крайней правой колонке табл.7.

Энергетические зависимости фотонуклонных сечений заселения отдельных уровней конечных ядер  $\sigma(\gamma, p_f)$  и  $\sigma(\gamma, n_f)$  использовались далее для выделения полупрямых компонент этих сечений, а также полупрямых компонент фотопротонного сечения  $\sigma(\gamma, p) = \sum_f \sigma(\gamma, p_f)$ , фотонейтронного сечения  $\sigma(\gamma, n) = \sum_f \sigma(\gamma, n_f)$  и сечения фотопоглощения  $\sigma_\gamma = \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, n)$ . При этом использовались формулы (8), (9), (12), (15), (16).

При расчете полупрямых компонент сечений заселения уровней конечных ядер, содержащих примесь протонных дырок в подоболочках  $1d_{3/2}$ ,  $1d_{5/2}$  и  $2s_{1/2}$ , в качестве «опорных» были использованы сечения заселения, соответственно, основного, первого и третьего возбужденных состояний уровней ядра  $^{23}\text{Na}$  (см. табл.6). Аналогичные нейтронные сечения использовались для расчета полупрямых компонент  $\sigma(\gamma, n_f)$ .

Предполагалось, что указанные «опорные» сечения формируются целиком за счет полупрямого распада ДГР, поскольку соответствующие заселяемые уровни ядер  $^{23}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Mg}$  ( $f = 0, 1$  и  $3$ ) содержат основную часть (60—90%) спектроскопической силы каждой из трех возможных дырок в оболочке  $1d2s$  ядра  $^{24}\text{Mg}$  и, следовательно, эти уровни близки к чистым дырочным уровням. То, что выбранные опорные сечения формируются в основном за счет полупрямых процессов, подтверждается и результатами теоретического расчета фоторасщепления ядра  $^{24}\text{Mg}$  [45].

Сечения  $(\gamma, p_4)$  и  $(\gamma, n_5)$  должны целиком формироваться за счет полупрямых распадов, поскольку заселяемые конечные состояния являются, соответственно, чистыми протонной и нейтронной дырками в подоболочке  $1p_{1/2}$  ядра  $^{24}\text{Mg}$  (спектроскопические факторы этих состояний исчерпывают соответствующее правило сумм для подоболочки  $1p_{1/2}$ ).

Дырка в подоболочке  $1p_{3/2}$  сильно разбросана. Для парциальных сечений заселения уровней, содержащих примесь этой дырки, была получена лишь верхняя оценка с использованием в качестве «опорных» сечений реакций  $(\gamma, p_7)$  и  $(\gamma, n_7)$ .

Для каждого парциального сечения заселения уровня с отличным от нуля спектроскопическим фактором рассчитывалось нижнее  $\sigma_{ph}^{\min}$  и верхнее  $\sigma_{ph}^{\max}$  значение полупрямой компоненты, отвечающее вылету нуклона, соответственно, с максимальным и минимальным  $l$ . Значения  $l_{\min}$  и  $l_{\max}$  в таком расчете совпадают с приведенными в табл.5 за исключением заселения групп самых высокорасположенных уровней конечных ядер  $\sigma(\gamma, p)_{7,6}^n$  и  $\sigma(\gamma, p)_{9,6}^n$ . В этом случае в расчете использовались  $l_{\min} = 0$  и  $l_{\max} = 2$ .

Сечения реакций  $(\gamma, p_2)$  и  $(\gamma, n_2)$ ,  $(\gamma, p_5)$  и  $(\gamma, n_4)$ ,  $(\gamma, p_8)$  и  $(\gamma, n_9)$ , идущих на уровни с  $C^2S^- = 0$ , имеют нулевые полупрямые компоненты ( $\sigma_{ph}^{\min} = \sigma_{ph}^{\max} = 0$ ). Из остальных парциальных каналов заметная доля полупрямых распадов содержится лишь в зеркальных каналах  $(\gamma, p_6)$  и  $(\gamma, n_6)$ .

Сечения реакций  $(\gamma, n)_{7,6}$  и  $(\gamma, n)_{9,6}$  близки к нулю, поэтому отсутствие сведений о величинах  $S_n^-$  в области  $E_f = 6,5+10,5$  МэВ практически не сказывается на конечных результатах (в этом случае  $\sigma_{ph}^{\min} \approx \sigma_{ph}^{\max} \approx 0$ ).

Суммированием  $\sigma_{ph}^{\min}$  и  $\sigma_{ph}^{\max}$  для отдельных парциальных сечений получены верхние и нижние оценки полупрямых компонент сечений реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ , а также сечения фотопоглощения. Они приведены на рис.14. Обсудим эти результаты. Из этого рисунка следует, что полупрямые процессы играют важную роль в образовании и распаде ДГР ядра  $^{24}\text{Mg}$ . Определение доли полупрямых процессов в интегральных сечениях фотонуклонных реакций сводится к подсчету соответствующих площадей кривых сечений и их полупрямых компонент. В связи с этим отметим, что фотопротонное и фотонейтронное сечения, приведенные на рис.14, являются, соответственно, сечениями реакций  $(\gamma, p) + (\gamma, pn)$  и  $(\gamma, n) + (\gamma, pn)$ , причем, согласно [2],

$$\int_0^{30} [\sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, pn)] dE_\gamma = (180 \pm 30) \text{ МэВ} \cdot \text{мб},$$

$$\int_0^{30} [\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, pn)] dE_\gamma = (76 \pm 15) \text{ МэВ} \cdot \text{мб}.$$

Оценка величины  $\int_0^{30} \sigma(\gamma, pn) dE_\gamma$  приводит к значению  $\approx 10$  МэВ·мб. В соответствии с приведенными величинами интегральных сечений фотонук-

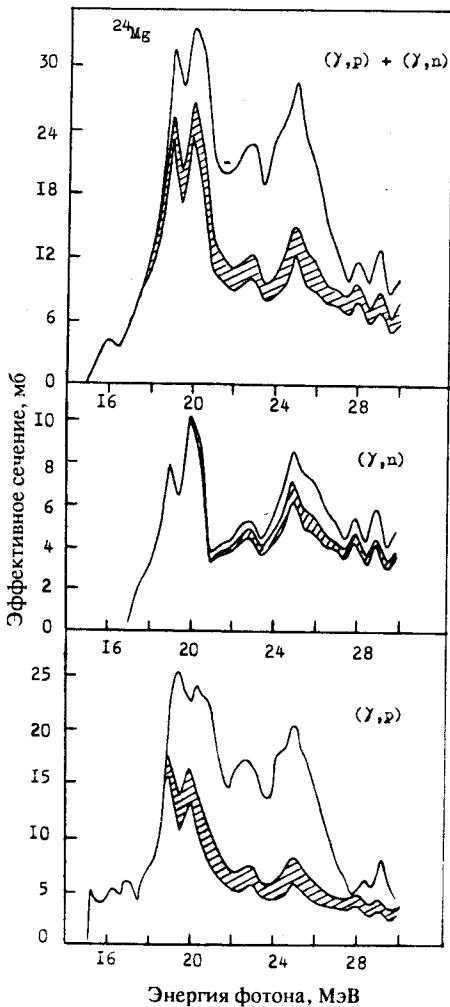


Рис.14. Полные фотонуклонные сечения и сечения фотопоглощения  $\sigma_{\gamma} \approx \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, p)$  для ядра  $^{24}\text{Mg}$  (сплошные линии), а также их полупрямые компоненты (штриховка)

лонных реакций из рис.14 легко получить следующие результаты: 1) полупрямой механизм ответствен за 62—73% суммарного интегрального сечения реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  (до  $E_{\gamma} = 30$  МэВ); 2) в канале  $(\gamma, p)$  вероятность полупрямых процессов составляет 47—62%; 3) в канале  $(\gamma, n)$  она значительно выше: 90—95%. Эта ситуация имеет место для большинства ядер  $1d2s$ -оболочки и связана с тем, что энергия отделения нейтрона для них существенно (на несколько мегаэлектронвольт) превышает энергию отделения протона. В силу этого фотонейтронные сечения заселения высоколежащих конечных уровней, имеющих в большинстве случаев недырочную природу, оказываются сильно подавленными, и полные фотонейтронные сечения (в отличие от фотопротонных) формируются почти исключительно за счет заселения низколежащих дырочных уровней и поэтому в большей

степени — за счет полупрямого распада.

Вклад  $E1$ -переходов  $A(1d2s \rightarrow 1f2p)$  в суммарное интегральное сечение реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  для  $^{24}\text{Mg}$  составляет 71%. В каналах  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  этот вклад, соответственно, 68 и 82%.

Ядро  $^{27}\text{Al}$  является удобным объектом для иллюстрации используемого метода анализа парциальных фотонуклонных сечений. Во-первых, для него есть экспериментальные данные, полученные как с помощью спектрометрирования  $\gamma$ -квантов [14,50], так и посредством спектро-

метрирования протонов [50,51]. Результаты этих независимых экспериментов хорошо согласуются между собой. Во-вторых, для ядра  $^{27}\text{Al}$  имеются необходимые сведения из реакций подхвата протона и нейтрона [13,20]. В-третьих, это ядро нечетное, и, следовательно, рассматриваемый пример является наиболее общим (все формулы для ширин полупрямого распада ДГР ядер другого типа будут частным случаем формул для нечетного ядра). В-четвертых, в данном примере дырочные конфигурации большинства заселяемых состояний принадлежат одной подоболочке  $1d_{5/2}$  (по данным реакций подхвата [13,20] примесь более высокорасположенной подоболочки  $2s_{1/2}$  в основном состоянии ядра  $^{27}\text{Al}$  не превышает 5%), что максимально уменьшает неопределенность в оценках отношений парциальных ширин полупрямого распада. Таким образом, на примере ядра  $^{27}\text{Al}$  можно осуществить детальную проверку метода.

В выражениях (7)—(9) парциальные сечения  $\sigma(\gamma, x_p)$  относятся к определенной энергии возбуждения  $E_q$  ядра-мишени. Иными словами, для использования этих выражений нужно знать энергетические зависимости парциальных сечений. В рассматриваемом примере ( $^{27}\text{Al}$ ) в силу отсутствия энергетических зависимостей  $\sigma(\gamma, p_f)$  и невозможности их получения из энергетических зависимостей  $\sigma(\gamma, p_f)$  с помощью метода, примененного выше к самоспряженному ядру  $^{24}\text{Mg}$ , будут анализироваться лишь проинтегрированные по  $E_q$  (интегральные) парциальные фотонуклонные сечения, т.е.

$$\sigma^{\text{int}}(\gamma, x_p) = \int_0^{E^m} \sigma(\gamma, x_p) dE_q. \quad (18)$$

Поэтому вместо выражений (7)—(9) нужно использовать выражения, справедливые для интегральных сечений.

ДГР ядра  $^{27}\text{Al}$ , как и всякого несамоспряженного ядра, формируется из двух изоспиновых компонент (см. рис.15): с  $T_{<} = T_0$  и  $T_{>} = T_0 + 1$ , где  $T_0$  — изоспин основного состояния ядра (для  $^{27}\text{Al}$   $T_{<} = 1/2$ ,  $T_{>} = 3/2$ ). Проще всего его представить в виде двух состояний с  $T_q = T_{<}$  и  $T_{>}$ , вбирающих в себя всю вероятность  $E1$ -переходов. Значениям энергий этих состояний  $E(T_{<})$  и  $E(T_{>})$  припишем энергии центров тяжести соответствующих изоспиновых компонент. Напомним, что мы рассматриваем лишь ту ветвь ДГР ядра  $^{27}\text{Al}$ , которая обусловлена  $E1$ -переходами из внешней ( $1d_{2s}$ ) оболочке. В этом случае, согласно данным работ [27,52], для  $E(T_{<})$  и  $E(T_{>})$  нужно выбрать значения 16,5 и 20 МэВ.

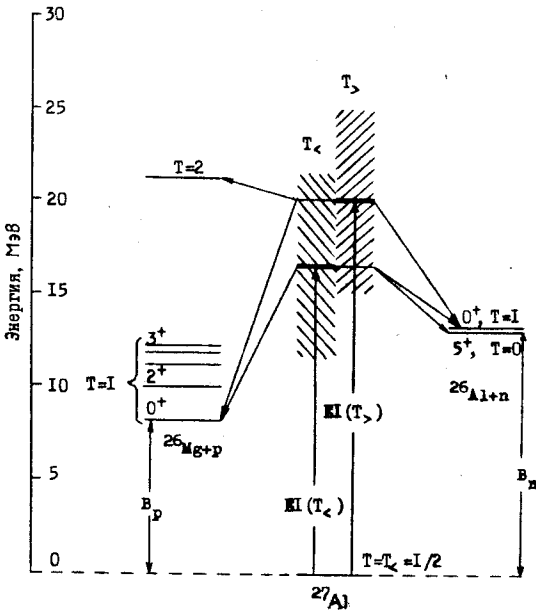


Рис.15. Изоспиновые компоненты дипольного гигантского резонанса ядра  $^{27}\text{Al}$

Изоспин низколежащих состояний конечного ядра  $(A - 1, Z - 1)$  равен  $T_f = T_0 + 1/2$ . Обе ветви ДГР приводят к заселению этих состояний в результате вылета протона. Изоспин низколежащих состояний ядра  $(A - 1, N - 1)$  равен  $T_f = T_0 - 1/2$ . Поэтому только ветвь  $T_< = T_0$  ДГР приводит к заселению этих состояний в результате вылета нейтрона. Состояния с  $T_f = T_0 + 1/2$  в ядре

$(A - 1, N - 1)$  лежат обычно довольно высоко и достижимы только ветвью  $T_>$  ДГР.

В силу такой специфики ДГР в ядрах с  $T_i \neq 0$  выражения для полупрямых компонент усложняются:

$$\sigma_{ph}(\gamma, x_f) = \begin{cases} \sigma_< \frac{\Gamma_<^\dagger(f)}{\Gamma_>} + \sigma_> \frac{\Gamma_>^\dagger(f)}{\Gamma_>} & \text{для } T_f = T_0 - 1/2 \\ \sigma_> \frac{\Gamma_>^\dagger(f)}{\Gamma_>} & \text{для } T_f = T_0 + 1/2, \end{cases} \quad (19)$$

где  $\sigma_<$  и  $\sigma_>$  — сечения полного поглощения в соответствующей изоспиновой ветви,  $\Gamma_<$  и  $\Gamma_>$  — полные ширины соответствующей ветви, включая ширину, связанную с разбросом входных состояний по сложным,  $\Gamma_<^\dagger(f)$  и  $\Gamma_>^\dagger(f)$  — соответствующие ширины испускания нуклонов в непрерывный спектр на полупрямой стадии. Их можно рассчитывать исходя из выражения (13). Для отношения полупрямых компонент интегральных сечений реакций  $(\gamma, x_1)$  и  $(\gamma, x_2)$  справедливо следующее выражение

(ср. с (8)):

$$\frac{\sigma_{ph}^{int}(\gamma, x_1)}{\sigma_{ph}^{int}(\gamma, x_2)} = \begin{cases} \frac{\sigma_{<} \Gamma_{<}^{\uparrow}(1) + a \sigma_{>} \Gamma_{>}^{\uparrow}(1)}{\sigma_{<} \Gamma_{<}^{\uparrow}(2) + a \sigma_{>} \Gamma_{>}^{\uparrow}(2)} & \text{для } T_f = T_0 - 1/2 \\ \frac{\Gamma_{>}^{\uparrow}(1)}{\Gamma_{>}^{\uparrow}(2)} & \text{для } T_f = T_0 + 1/2, \end{cases} \quad (20)$$

где  $a = \frac{\Gamma_{<}}{\Gamma_{>}}$ .

Выполнение соотношения (20) для  $\sigma^{int}(\gamma, x_1)/\sigma^{int}(\gamma, x_2)$  свидетельствовало бы о том, что полупрямой распад доминирует в сравниваемых парциальных сечениях.

Отношение между сечениями (вероятностями)  $\sigma_{<}$  и  $\sigma_{>}$  будем брать из теории. Согласно [53]

$$\frac{\sigma_{<}}{\sigma_{>}} \approx \frac{1}{T_0} \left( \frac{1 - 1,5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1,5A^{-2/3}} \right)$$

и в случае алюминия составляет 0,35 : 0,65.

Величина  $a = \Gamma_{<}/\Gamma_{>}$  неизвестна, она является параметром при обработке экспериментальных данных.

Приведем необходимые для вычислений протонные и нейтронные заселенности внешних подболочек  $1d_{5/2}$  и  $2s_{1/2}$ , а также полные числа нуклонов на этих подболочках (см. (13), (14)):

$$\begin{aligned} v_{d_{5/2}}(n) &= 0,92, & v_{d_{5/2}}(p) &= 0,83, & v_{s_{1/2}}(n) &= 0,25, \\ v_{s_{1/2}}(p) &= 0,01, & N_{d_{5/2}} &= 10,48, & N_{s_{1/2}} &= 0,52. \end{aligned}$$

Учитывая, что в ядре  $^{27}\text{Al}$  в основном состоянии практически все нуклоны внешней ( $1d2s$ )-оболочки расположены на подболочке  $1d_{5/2}$ , мы в расчетах пренебрегаем примесью более высоко расположенной подболочки  $2s_{1/2}$ , которая, как видно из приведенных выше цифр, не превышает 5%. Даже для уровней конечного ядра  $^{26}\text{Al}$ , которые содержали заметную часть спектроскопической силы  $2s_{1/2}$ -дырки, считалось, что парциальные сечения обусловлены наличием примеси только  $1d_{5/2}$ -дырки. Полученные ниже результаты подтверждают справедливость этого предположения.

В  $\Gamma_{<}^{\uparrow}$  и  $\Gamma_{>}^{\uparrow}$  входят суммы  $\sum_{\alpha} P_{\alpha} X_{\alpha\beta}^2(q)$ . Поскольку мы рассматриваем лишь переходы нуклонов из подоболочки  $1d_{5/2}$  в оболочку  $1f_{7/2}$ , то эти суммы можно представить в следующем виде:

$$\sum_{\alpha} P_{\alpha} X_{\alpha\beta}^2 = P_1 X_1^2 + P_3 X_3^2,$$

где

$$X_1^2 = X_{d_{5/2}p_{3/2}}^2, \quad X_3^2 = X_{d_{5/2}f_{7/2}}^2 + X_{d_{5/2}f_{5/2}}^2,$$

а  $P_1$  и  $P_3$  — проницаемости барьера для нуклона с орбитальными моментами 1 и 3.

Отношение (20) зависит от степени смешивания по орбитальному моменту, т.е. от соотношения коэффициентов  $X_1$  и  $X_3$  в волновой функции как  $T_{<}$ , так и  $T_{>}$  дипольного состояния. В расчетах степень смешивания по орбитальному моменту для каждого из этих состояний варьировалась независимо с помощью параметра

$$b = \frac{X_3^2}{(X_1^2 + X_3^2)},$$

т.е. использовались два параметра —  $b_{<}$  и  $b_{>}$ . При этом полагалось  $X_1^2(T_{<}) + X_3^2(T_{<}) \approx X_1^2(T_{>}) + X_3^2(T_{>})$ . Это условие выполняется для дипольных состояний, в волновых функциях которых доминируют одни и те же частично-дырочные конфигурации (в данном случае  $1d_{5/2}^{-1}(1f_{7/2})^1$ ). Различия в структуре волновых функций  $T_{<}$ - и  $T_{>}$ -состояний, обусловленные нарушением данного условия, приведут к изменению константы  $a$ .

Большой объем экспериментальной информации о сечениях реакций  $(\gamma, p_p)$  и  $(\gamma, n_p)$  для  $^{27}\text{Al}$  позволяет детально исследовать влияние параметров  $a$ ,  $b_{<}$  и  $b_{>}$  на предсказываемые значения  $\sigma_{ph}^{\text{int}}(\gamma, x_p)$  и довольно однозначно выбрать те значения параметров, которые наилучшим образом описывают экспериментальные результаты.

Парциальные сечения  $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_p)$  и  $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_p)$  для ядра  $^{27}\text{Al}$ , полученные в экспериментах [14,50,51], представлены в табл.8 и 9 вместе со спектротрическими характеристиками заселяемых состояний [13,20] и вели-



чинами  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, p_f)$  и  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n_f)$  (правые столбцы таблиц). Исследованная область энергий возбуждения ядра  $^{27}\text{Al}$  достигает 30 МэВ. Таким образом, перекурывается, по существу, вся область ДГР.

Сравнение между данными различных экспериментов возможно лишь для  $(\gamma, p_f)$ -каналов (табл.8). Видно, что данные экспериментов [14,50,51] в целом неплохо согласуются между собой. В наиболее полном  $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте [14] наблюдается заселение уровней ядра  $^{26}\text{Mg}$  вплоть до  $E_f = 7,25$  МэВ. Эти уровни имеют положительную четность, и спектроскопическая сила протонных дырочных возбуждений во внешней ( $1d2s$ ) оболочке ядра  $^{27}\text{Al}$  практически исчерпывается этими уровнями. Таким образом, наблюдаемые в  $(\gamma, p\gamma')$ -экспериментах дипольные переходы целиком относятся к группе А ( $1d2s \rightarrow 1f2p$ ).

Эксперимент [51] по спектрометрированию фотопротонов позволяет выделять все  $E1$ -переходы, причем,  $(\gamma, p_f)$ -сечения заселения уровней  $^{26}\text{Mg}$  с  $E_f > 7,5$  МэВ обусловлены распадом группы Б ДГР ( $1p \rightarrow 1d2s$ ). Указанной области  $E_f$  в табл.8 соответствуют три парциальных сечения заселения групп уровней  $^{26}\text{Mg}$  с центрами тяжести  $\bar{E}_f$ , равными 8,5, 11 и 13 МэВ. Первое из них ( $\bar{E}_f = 8,5$  МэВ), как следует из дырочной природы заселяемых уровней, обусловлено распадом ветви  $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$  ДГР. Два остальных ( $\bar{E}_f = 11$  и 13 МэВ) — распадом ветви  $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$  ДГР.

$(\gamma, n_f)$ -переходы (табл.9) целиком относятся к ветви А ДГР. С учетом оценок  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n_f)$  для  $f = 0,1,2$  (подробнее см. ниже) представленные в этой таблице нейтронные каналы полностью исчерпывают сечение  $\sigma^{int}(\gamma, n)$  для ядра  $^{27}\text{Al}$ . Таким образом, в реакции  $^{27}\text{Al}(\gamma, n)^{26}\text{Al}$  не должны заселяться уровни  $^{26}\text{Al}$  с  $E_f > 5$  МэВ и ветвь Б ДГР полностью отсутствует.

Вернемся к процедуре оценки  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, x_f)$ . В качестве опорного парциального сечения (сечения, из которого рассчитывались все остальные  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, x_f)$ ) было выбрано сечение заселения уровня с энергией 1,81 МэВ ядра  $^{26}\text{Mg}$ , т.е. сечение реакции  $(\gamma, p_1)$ . Такой выбор обусловлен следующими причинами. Во-первых, сечение этой реакции формируется за счет полупрямых процессов [27,33]. Заметим, что аналогом уровня 1,81 МэВ ядра  $^{26}\text{Mg}$  является уровень 2,07 МэВ ядра  $^{26}\text{Al}$ . Во-вторых, абсолютная величина  $\sigma^{int}(\gamma, p_1)$  известна с наилучшей точностью (около 10%). Она определена в нескольких независимых опытах [14,50,51],

Таблица 8. Интегральные сечения реакций  $^{27}\text{Al}(\gamma, p_p)^{26}\text{Mg}$  и характеристики заселяемых уровней  $^{26}\text{Mg}$  [13,20]

Характеристики уровней ядра $^{26}\text{Mg}$					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_p)$ , МэВ·мб			$\sigma_{\text{ph}}^{\text{int}}(\gamma, p_p)$
$f$	$E_f$ , МэВ	$J^\pi$	$nl_j$	$C^2S^-$	$\gamma, p\gamma'$ [14] $E^m=32$ МэВ	$\gamma, p\gamma'$ [50] $E^m=24$ МэВ	$\gamma, p$ [51] $E^m=29,7$ МэВ	
0	0	$0^+$	$1d_{5/2}$	0,29	—	—	10	10,6
1	1,81	$2^+$	$1d_{5/2}$	1,07	$22 \pm 4$	$25 \pm 6$	28	22*
2	2,94	$2^+$	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,02 \\ 0,28 \end{array} \right.$	$5,3 \pm 2,5$	$9,3 \pm 2$	24	3,5
3	3,59	$0^+$	$1d_{5/2}$	0,01	$< 1,4$	$(4 \pm 1,3)$		$< 0,13$
4	3,94	$3^+$	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,01 \\ 0,03 \end{array} \right.$	$2,6 \pm 1,3$			$< 0,25$
5	4,31	$4^+$			$32 \pm 5$	$19 \pm 2,5$		
6	4,33	$2^+$	$1d_{5/2}$	1,9		$< 3,1$		11,4
7	4,35	$3^+$			$5,7 \pm 2,5$	$6,3 \pm 2,5$		
8	4,83	$4^+$					63	
9	4,90	$2^+$	$1d_{5/2}$	0,36	$< 7,7$	$7,9 \pm 2$		1,5
10	4,97	$0^+$			$1,8 \pm 0,6$	$< 2,5$		
11	5,29	$2^+$			$1,8 \pm 0,6$			0
12	5,47	$4^+$	$1d_{5/2}$	0,32	$4,5 \pm 1,3$			0,9
15	6,13	$(2,3)^+$	$1d_{5/2}$	0,14				
—	7,25		$1d_{5/2}$	0,34				32
	$\bar{E}_f=8,5$		$1p_{1/2}$	2,62–3,1			24	0–24
	$\bar{E}_f=11$		$1p_{3/2}$				16	
	$\bar{E}_f=13$		$1p_{3/2}$				12	

\* Сечение, использовавшееся в качестве опорного.

причем данные этих опытов согласуются в пределах погрешностей эксперимента.

Таблица 9. Интегральные сечения реакций  $^{27}\text{Al}(\gamma, n_p)^{26}\text{Al}$ , их полупрямые компоненты и характеристики заселяемых уровней  $^{26}\text{Al}$  [13,20]

Характеристики уровней ядра $^{26}\text{Al}$				$\sigma_{\text{пр}}^{\text{ин}}(\gamma, n_p)$ , МэВ·мб				
$f$	$E_f$ , МэВ	$J^{\pi}; T$	$n_l$	$C^2S^-$	$\gamma, n\gamma$ [14] $E^{\text{пр}} = 32.0$ МэВ	$a = 0,1$ $b < 0,965$	$a = 0,2$ $b < 0,94$	$a = 1$ $b < 0,72$
0	0	$5^+; 0$	$1d_{5/2}$	1,1		99	83	65
1	0,23	$0^+; 1$	$1d_{5/2}$	0,16		8,9	10,4	11,9
2	0,42	$3^+; 0$	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right.$	0,15 0,10		7,3	6,2	5,1
3	1,06	$1^+; 0$	$1d_{5/2}$	0,30	$13,7 \pm 2$	13,8	12,9	12,2
4	1,76	$2^+; 0$	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right.$	0,02 0,06	$1,6 \pm 0,9$	1,6	1,6	1,7
5	1,85	$1^+; 0$	$1d_{5/2}$	0,04		1	1	1,1
6	2,069	$4^+; 0$		0,53		11,8	14,1	16,6
7	2,07	$2^+; 1$	$1d_{5/2}$		$11,7 \pm 1$			
8	2,072	$1^+; 0$		0,36		5,4	5,8	6,3
9	2,37	$3^+; 0$	$1d_{5/2}$	0,36	$4,0 \pm 0,8$	4,3	4,6	5,1
10	2,55	$3^+; 0$	$1d_{5/2}$		$6,8 \pm 1,9$			
11	2,66	$2^+; 0$		$\left. \begin{array}{l} 0,007 \\ 0,06 \end{array} \right\}$	$6 \pm 1,3$	0,25	0,25	0,25
13	2,91	$2^+; 0$	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right.$	0,02 0,14		1,3	1,6	1,9
15	3,16	$2^+; 1$	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right.$	0,19	$2,3 \pm 0,5$			
16	3,40	$5^+; 0$	$1d_{5/2}$	0,02		0	0	0
20	3,68	$3^+; 0$	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right.$	0,02 0,18		0	0	0
25	3,96	$3^+; 0$	$\left\{ \begin{array}{l} 1d_{5/2} \\ 2s_{1/2} \end{array} \right.$	0,05 0,10		0	0	0
35	4,71	$4^+; 1$	$1d_{5/2}$	1,07	$10,7 \pm 2,5$	1,9	2,4	2,8

Приведенные в табл.8 и 9 значения  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, p_f)$  и  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n_f)$  отвечают  $b_> = 1$ . При таком  $b_>$  для любых  $a$ , варьируя  $b_<$ , можно одновременно воспроизводить не только наблюдаемые интегральные сечения реакций  $(\gamma, n_f)$  для  $T = 0$  уровней с энергиями 1,06, 1,76, 2,37 и 2,55 МэВ, но и интегральное сечение заселения уровня 2,07 МэВ ( $T = 1$ ) в нейтронном канале. Это указывает на то, что заселение перечисленных уровней происходит преимущественно за счет полупрямых процессов (для их экспериментальных сечений выполняется соотношение (20)). Сечения ( $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n_f)$ ) для  $T = 1$  уровней ядра  $^{26}\text{Al}$  с энергиями 3,16 и 4,71 МэВ (аналоги уровней 2,94 и 4,31 МэВ ядра  $^{26}\text{Mg}$ ) ниже наблюдаемых величин, что можно объяснить присутствием в этих каналах не только полупрямых, но и статистических процессов. Заселение уровня 2,66 МэВ целиком объясняется неполупрямыми процессами. В табл.7 приведены также значения  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n_f)$  для трех нижних уровней ( $f=0,1,2$ ) ядра  $^{26}\text{Al}$ , для которых отсутствуют экспериментальные данные. Эти значения, как следует из дальнейшего, нужно рассматривать как оценки сечений заселения этих уровней.

Подчеркнем, что экспериментальное значение сечения заселения уровня 2,06 МэВ ядра  $^{26}\text{Al}$  допускает единственное значение для параметра  $b_>$ , а именно  $b_> = 1$ . Такое значение  $b_>$  отвечает случаю, когда состояние  $T_>$  распадается с испусканием нуклонов только с  $l = 3$ . С уменьшением  $b_>$   $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n_f)$  (при воспроизведении  $\sigma^{int}(\gamma, n_f)$  для уровней конечного ядра с нулевым изоспином) возрастает, быстро удаляясь от экспериментального значения. Даже внесение небольшой примеси нуклонных распадов с  $l = 1$  в ветвь  $T_>$  ДГР ядра  $^{27}\text{Al}$  приводит к резкому увеличению  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n_f)$  и существенному превышению расчетного значения над экспериментальным. Такие варианты расчета должны быть отброшены, поскольку полупрямая компонента сечения не может превышать наблюдаемого сечения, куда вносят вклад помимо полупрямого распада все возможные формы статистического распада.

Итак, окончательно было принято  $b_> = 1$ . Параметры  $a$  и  $b_<$  варьировались для достижения наилучшего согласия с экспериментом. Оказалось (соответствующие данные приведены в [36]), что наиболее близкие к эксперименту расчетные значения сечений заселения уровней ядра  $^{26}\text{Al}$  несущественно меняются с изменением  $a$  (особенно для уровней 1,06, 1,76, 1,85, 2,37 и 2,55 МэВ). В табл.9 приведены  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n_f)$  для трех набо-

ров параметров  $a$  и  $b_{<}$  ( $b_{>} = 1$ ). Значения  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, p_f)$  в табл.8 даны при  $b_{>} = 1$  лишь для одного набора параметров  $a$  и  $b_{<}$  (0,2 и 0,94), поскольку  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, p_f)$ , при связи параметров  $a$  и  $b_{<}$ , обеспечивающей наилучшее согласие с экспериментом, также меняются несущественно.

Более того, экспериментальные данные только по протонному каналу распада ДГР ядра  $^{27}\text{Al}$  оказались вообще некритичными к выбору параметров  $a, b_{<}, b_{>}$ . Во всех вариантах расчета, использующих в качестве опорного сечения  $\sigma^{int}(\gamma, p_1)$ , сечения реакций  $(\gamma, p_0)$  и  $(\gamma, p_1)$  практически целиком можно объяснить за счет полупрямых распадов. Для остальных  $(\gamma, p_f)$  доля полупрямых процессов меньше единицы, причем с ростом  $f$  она уменьшается.

В заключение этого раздела оценим для  $^{27}\text{Al}$  вероятность  $E1$ -переходов ветви А ДГР, а также вероятность полупрямых процессов. Все оценки будут относиться к области  $E_\gamma < 30$  МэВ.

Из табл.8 следует, что для ветви А ДГР  $\sum_f \sigma^{int}(\gamma, p_f) = 157$  МэВ·мб.

Учитывая, что для  $^{27}\text{Al}$   $\int_0^{30} \sigma(\gamma, p) dE_\gamma = 180$  МэВ·мб, получаем, что доля ветви А ДГР в фотопротонном канале равна 0,87. Для  $(\gamma, p)$ -канала ветвь Б ДГР целиком обусловлена парциальным сечением заселения группы уровней  $^{26}\text{Mg}$  с  $\bar{E}_f = 8,5$  МэВ, т.е. переходами  $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{2s}$ . Парциальные сечения заселения групп уровней  $^{26}\text{Mg}$  с  $\bar{E}_f = 11$  и 13 МэВ, нестабильных к последующей эмиссии нейтрона, формируют сечение реакции  $^{27}\text{Al}(\gamma, pn)^{25}\text{Mg}$ , для которого  $\int_0^{30} \sigma(\gamma, pn) dE_\gamma \approx 30$  МэВ·мб. Сечение  $\sigma(\gamma, pn)$  для  $^{27}\text{Al}$  формируется за счет переходов  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{2s}$ .

Вероятность полупрямых процессов в  $(\gamma, p)$ -канале оценим как

$$\mathcal{P}_p = \frac{\sum_f \sigma_{ph}^{int}(\gamma, x_f)}{E^m \int_0^f \sigma(\gamma, x) dE_\gamma}, \quad (21)$$

где  $x = p$ , а  $E^m = 30$  МэВ. Из табл.8 следует, что  $\sum_f \sigma_{ph}^{int}(\gamma, p_f) = 50 \div 75$  МэВ·мб, что дает для оцениваемой вероятности значения  $0,28 \div 0,42$ .

Поскольку данные табл.9 исчерпывают все нейтронные переходы, то оценим вероятность полупрямых процессов в фотонейтронном канале как

$$\mathcal{P}_n = \frac{\sum_f \sigma_{ph}^{\text{int}}(\gamma, x_p)}{\sum_f \sigma^{\text{int}}(\gamma, x_p)}, \quad (22)$$

где  $x = n$ . Это дает значение  $\mathcal{P}_n \approx 0,88$ . Напомним, что сечение реакции  $^{27}\text{Al}(\gamma, n)^{26}\text{Al}$  целиком обусловлено ветвью А ДГР.

Учитывая, что для  $^{27}\text{Al} \int_0^{30} \sigma(\gamma, n) dE_\gamma = 130 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ , легко из уже приведенных цифр получить вероятность полупрямых процессов в суммарном интегральном сечении реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ . Она равна  $0,53 \pm 0,62$ . Доля переходов группы А в  $\sigma(\gamma, p + \gamma, n)$  составляет  $0,92$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги. Проанализированные данные  $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов на примере трех ядер показывают, что этот метод исследования высоковозбужденных ядерных состояний, в частности ДГР, является весьма эффективным. Несмотря на определенные сложности в обработке и интерпретации  $\gamma$ -спектров, он позволяет получать детальную информацию о механизме фотоядерных процессов и о роли нуклонов различных оболочек в формировании высоколежащих коллективных возбуждений. Данный метод исследования особенно информативен в сочетании с экспериментами по спектрометрированию частиц.

В настоящее время наиболее полные  $(\gamma, x\gamma')$ -данные имеются для ядер  $1d2s$ -оболочки. Парциальные фотоядерные переходы измерялись для 15 ядер этой области (см. табл.4). Причем полное число исследованных парциальных нуклонных каналов составляет около 300. Поэтому целесообразно проанализировать эти данные по всей оболочке и выявить общие закономерности. Результат этой большой аналитической работы должен быть предметом специальной публикации. Следует отметить, что качество интерпретации данных возрастет, если в последующих экспериментах будет возможно измерение угловых распределений фотонуклонов в парциальных переходах. Знание величины углового момента позволит с большей определенностью проводить обработку экспериментальных данных. Но даже в отсутствие сведений об угловых распределениях реализация программы для всей оболочки, аналогичная проведенной в

данном обзоре для трех ядер, позволит глубже продвинуться в понимании природы ДГР в легких ядрах.

Представляется важным *увеличение точности измерения парциальных переходов на дырочные уровни внешней оболочки и измерение зависимости  $\sigma(\gamma, x_p)$  от энергии падающих на ядро-мишень фотонов*. Повышение точности измерения позволит четче зафиксировать селективность распада из разных областей гигантского резонанса на различные дырочные состояния. Это есть *конфигурационное расщепление дипольных переходов нуклонов внутри полосы, связанной с внешними нуклонами*.

Весьма важным направлением экспериментальных исследований должно стать *получение парциальных фотонейтронных сечений* и особенно их энергетических зависимостей. Фотопротонный канал исследован полнее. Мы же отметили в данном обзоре, что вероятность полупрямых процессов в фотонейтронном канале ядер  $1d2s$ -оболочки существенно выше, чем в фотопротонном. Это означает, что фотонейтронная ветвь ДГР этих ядер лучше «помнит» о конфигурационной структуре входных дипольных состояний, чем фотопротонная.

При наличии всех перечисленных выше недостающих данных мы существенно расширим наши представления о гигантском резонансе в ядрах  $1d2s$ -оболочки. Такая работа может быть проведена на современных сильноточных ускорителях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cardman L.S.— Nucl.Phys., 1981, vol.A354, p.173c—191c.
2. Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G.—Phys.Rep., 1986, vol.136, p.229—400.
3. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. — Фотоядерные данные.  $(\gamma, x')$ -реакции. М.: Изд-во МГУ, 1985.
4. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — Изв. АН УзССР, серия физ.-мат. наук, 1986, №2, с.52—58.
5. Габелко А.С., Иргашев К.М., Ишханов Б.С. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.1145—1152.
6. Ryan P.J., Thompson M.N.— Nucl.Phys., 1986, vol.A457, p.1—14.
7. Габелко А.С., Жалилов М.Х., Ишханов Б.С. и др. — Вестник МГУ, сер. физика, астрономия, 1986, т.27, с.43—48.
8. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — ЯФ, 1987, т.45, с.907—909.
9. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.134—139.
10. O'Rielly G.V., Zubanov D., Thompson M.N. — Phys.Rev., 1989, vol.C40, p.59—65.
11. Henck R., Siffert P., Coche A. — Nucl.Instr.Meth., 1968, vol.60, p.343—346.
12. Арзобеков У.Р. — Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1987.
13. Endt P.M., Van der Leun C. — Nucl.Phys., 1978, vol.A310, p.1.
14. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.1121—1130.
15. Zloказov V.B. — Comput.Phys.Comm., 1982, vol.28, p.27—40.
16. Caldwell J.T., Fultz S.C., Bramblett R.L. — Phys.Rev.Lett., 1967, vol.19, p.447—449.

17. Габелко А.С., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. — Исследование парциальных каналов фоторасщепления атомных ядер в  $(\gamma, \gamma')$ -экспериментах. Деп. ВИНТИ №7158—В85, 1985.
18. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Мокеев В.И., Пискарев И.М. — Препринт физ. фак. МГУ №13/1985, М., 1985.
19. Brajnik D., Jamnik D., Kernel G. et al. — *Phys.Rev.*, 1974, vol.C9, p.1901—1918.
20. Endt P.M. — *At. Data and Nucl. Data Tabl.* 1977, vol.19, p.23—61.
21. Wu C.P., Baglin J.E.E., Firk F.W.K., Phillips T.W. — *Phys.Lett.*, 1969, vol.29B, p.359—361.
22. Ишханов Б.С., Мокеев В.И., Новиков Ю.А. и др. — ЯФ, 1980, т.32, с.885—888; Гутый А.И. — Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1982.
23. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шведунов В.И. и др. — ЯФ, 1981, т.33, с.581—590.
24. Thomson J.E.M., Thompson M.N., Stewart R.J. — *Nucl.Phys.*, 1977, vol.A290, p.14—26.
25. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. — ЯФ, 1978, т.28, с.590—604.
26. Thomson J.E.M., Thompson M.N. — *Nucl.Phys.*, 1979, vol.A330, p.66—76.
27. Капитонов И.М. — ЯФ, 1983, т.37, с.569—580.
28. Поттер И. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.762—807.
29. Поттер И. — ЭЧАЯ, 1975, т.6, с.435—468.
30. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kanzyuba V.G. et al. — *Nucl.Phys.*, 1983, vol.A405, p.287—300.
31. Ишханов Б.С., Канзюба В.Г., Орлин В.Н. — ЯФ, 1984, т.40, с.9—15.
32. Thomson J.E.M., Thompson M.N. — *Nucl.Phys.*, 1977, vol.285, p.84—92.
33. Капитонов И.М. — Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1983.
34. Ruykbosch D., Van Camp E., Van de Vyver R. et al. — *Phys.Rev.*, 1982, vol.C26, p.448—455.
35. Gulbranson R.L., Cardman L.S., Doron A. et al. — *Phys.Rev.*, 1983, vol.C27, p.470—481.
36. Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — ЯФ, 1985, т.42, с.1059—1072.
37. Tanner N.W. — *Nucl.Phys.*, 1965, vol.63, p.383—390.
38. Singh P.P., Segel R.E., Meyer-Schützmeister L. et al. — *Nucl.Phys.*, 1965, vol.65, p.577—601.
39. Bearse R.C., Meyer-Schützmeister L., Segel R.E. — *Nucl.Phys.*, 1968, vol.A116, p.682—694.
40. Meyer-Schützmeister L., Vager Z., Segel R.E., Singh P.P. — *Nucl.Phys.*, 1968, vol.A108, p.180—208.
41. Mason W.M., Tanner N.W., Kernel G. — *Nucl.Phys.*, 1969, vol.A138, p.253—272.
42. Diener E.M., Amann J.F., Paul P. — *Phys.Rev.*, 1973, vol.C7, p.695—704.
43. Арзибеков У.Р., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. — ЯФ, 1986, т.44, с.1124—1133.
44. Канзюба В.Г. — Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1983.
45. Богданова Н.А., Гальцов А.Н., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. — Вестник МГУ, сер. физика, астрономия, 1987, т.28, с.16—21.
46. Irgashev K.M., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. — *Nucl.Phys.*, 1988, vol.A483, p.109—125.
47. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. — ЯФ, 1979, т.30, с.1185—1197.
48. Ryan P.J., Thompson M.N., Shoda K., Tanaka T. — *Nucl.Phys.*, 1983, vol.A411, p.105—124.
49. Bangert K., Berg U.E.P., Junghans G. et al. — *Nucl.Phys.*, 1976, vol.A261, p.149—173.
50. Ryan P.J., Thompson M.N., Shoda K., Tanaka T. — *Nucl.Phys.*, 1981, vol.A371, p.318—332.



51. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шведун В.И., Шумаков А.В. — Ядерная физика, 1981, т.33, с.865—874.
52. Akyüz R.O., Fallieros S. — Phys.Rev.Lett., 1971, vol.27, p.1016—1018.
53. Fallieros S., Goulard B. — Nucl.Phys., 1970, vol.A147, p.593—600.
54. Bangert K., Berg U.E.R., Wienhard K., Wolf H. — Z.Physik, 1976, vol.A278, p.295—298.
55. Thomas B.J., Buchnea A., Irish J.D., McNeil K.G. — Can.J.Phys., 1972, vol.50, p.3085—3089.
56. Zalcman L., Thomson J.E.M., Thompson M.N. — Intern.Conf. on Photonuel. React. and Appl. Asilomar, 1973, Summaries of Contr. Papers, p.2B12-1-2B12-2.