

ДВУХКВАНТОВЫЕ КАСКАДЫ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

II. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ОСОБЕННОСТИ ГАММА-РАСПАДА КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

*С. Т. Бонева, Э. В. Васильева, В. Д. Кулик, Ле Хонг Кхьем,
Л. А. Малов, Ю. П. Попов, А. М. Сухой, Фам Динх Кханг,
В. А. Хитров, Ю. В. Хольнов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*М. Р. Бейтиньш, В. А. Бондаренко, И. Л. Кувага,
П. Т. Прокофьев, Л. И. Симонова*

Институт физики Латвийской Академии наук, Рига

Г. Л. Резвая

Латвийский университет, Рига

Описаны основные моменты системы анализа средних параметров каскадного γ -распада компаунд-состояний сложных ядер.

Из сопоставления расчетных и экспериментально наблюдаемых интенсивностей каскадов найдено, что парциальные ширины первичных и вторичных переходов в ядрах $4S$ -максимума нейтронной силовой функции зависят от структуры уровней, связываемых ими, в диапазоне возбуждений порядка энергии связи нейтрона. Особенности каскадного γ -распада четно-нечетных ядер на основании корреляции нейтронных и части радиационных парциальных ширин наиболее просто могут быть объяснены наличием одночастичных переходов между $4S$ - и $3P$ -нейтронными оболочками.

Найдено также, что для основной массы первичных $E1$ -переходов в ^{137}Ba и ^{181}Nf радиационная силовая функция более соответствует модели гигантского электрического дипольного резонанса, учитывающей температурную и частотную зависимости его ширины. Наблюдаемое при этом превышение радиационной силовой функции в некоторых интервалах энергии первичных переходов в деформированных ядрах в пределах погрешности предсказаний квазичастично-фонной модели ядра коррелирует с областью концентрации силы одноквазичастичных состояний $K^\pi = 1^-/2$ и $K^\pi = 3^-/2$ деформированного потенциала Саксона — Вудса.

The main principles of analysing average parameters of cascade γ -decay compound-states of complex nuclei are described. The comparison of the calculated with the measured cascade intensities has shown that it is impossible to describe the widths of primary and secondary transitions in nuclei from the $4S$ maximum region without taking account of the structure of the connected by them levels below neutron binding energy.

Some peculiarities of the γ -decay cascades for even-odd nuclei may be understood from the correlation of neutron and part of radiative widths for single-quasi particle transitions between $4S$ and $3P$ neutron shells.

It is found also that for the majority of primary $E1$ -transitions in ^{137}Ba and ^{181}Hf their radiative strength functions correspond rather to GEDR model with the temperature and frequency resonance width dependence than to that with a constant GEDR width (Lorentz form). The observed increase of the radiative strength function in some energy intervals of primary transitions in deformed nuclei within uncertainty of predictions of the quasiparticle-phonon nuclear model correlates with the strength concentration region of one-quasiparticle states $K^\pi = = 1/2^-$ and $K^\pi = 3/2^-$ of the deformed Saxon — Woods potential.

ВВЕДЕНИЕ

Конечной задачей эксперимента в ядерной физике является создание теории или модели, описывающей с необходимой степенью точности полученные экспериментальные данные и обеспечивающей достаточную предсказательную ее силу в неизученных областях возбуждения ядер. Эта задача не решена еще для всех возможных состояний ядер, возбуждаемых каскадами γ -переходов радиационного захвата нейтрона.

Спектроскопия индивидуальных каскадов в реакции $(n, 2\gamma)$ позволила получить [1] ряд заключений об особенностях γ -распада сложных (в первую очередь — деформированных) ядер. При этом случайный в значительной мере характер наблюдаемых в эксперименте интенсивностей индивидуальных переходов маскирует и затрудняет изучение особенностей γ -распада ядра ниже энергии связи нуклона.

Это обстоятельство требует усреднения наблюдаемых в эксперименте интенсивностей γ -переходов по большому либо меньшему интервалу возбуждений ядра.

Основной проблемой, возникающей при анализе экспериментальных результатов исследований каскадов из двух последовательно испущенных ядром γ -квантов [ниже используется термин «реакция $(n, 2\gamma)$ »], является то, что полупроводниковые спектрометры γ -излучения работают с наносекундным разрешением. Поэтому порядок следования квантов в каскадах, наблюдаемых при радиационном захвате нейтронов, экспериментально определить невозможно. В любом интервале энергий каскадных переходов $E_1 \pm \Delta E_1$, пример которого представлен на рис. 1, имеются как каскады с первичными

переходами E_1 , так и с близкими по энергии ($E_1 \cong E_2$) вторичными переходами E_2 .

Распределения, аналогичные представленному на рис. 1, получены с помощью спектра сумм амплитуд совпадающих импульсов (САСИ). Такой спектр для ядра ^{181}Nf представлен на рис. 2. Пики этого спектра формируются теми случаями регистрации γ -квантов, когда энергия одного из переходов полностью поглотилась в од-

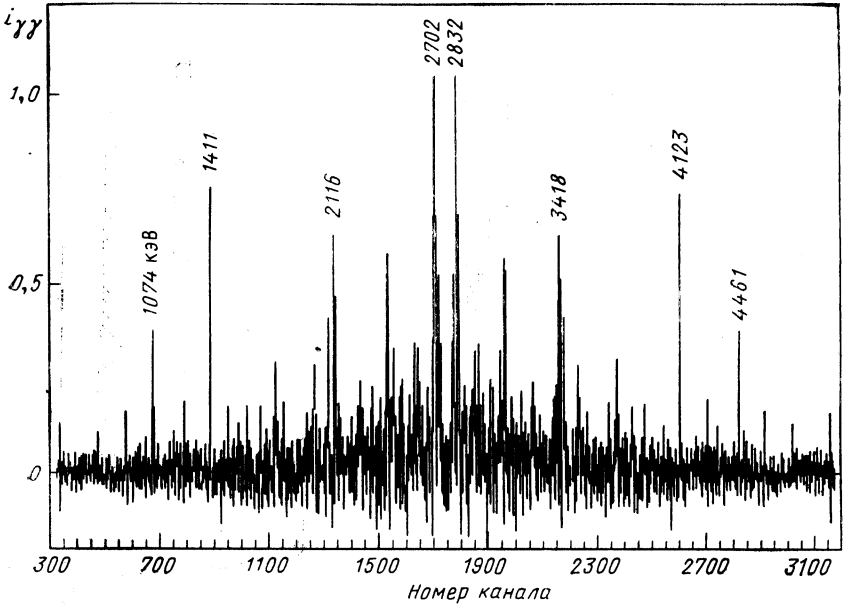


Рис. 1. Распределение интенсивности $i_{\gamma\gamma}$ каскадов на уровень $J^\pi = \frac{5^-}{2}$ полосы состояния $[521] \downarrow$ в ^{185}Du . Площадь спектра нормирована на 100 %

ном детекторе, а второго — в другом. Неизбежное фоновое распределение достаточно эффективно исключается из регистрируемых распределений интенсивности каскадов с помощью фоновых событий вне области регистрации полной энергии каскадов.

Более детально процедура анализа $\gamma - \gamma$ -совпадений описана в [1].

Интенсивность каскадов $\Delta I_{\gamma\gamma}$, энергия одного из квантов которых попадает в интервал ΔE_γ , можно выразить так:

$$\Delta I_{\gamma\gamma} = \sum_{i, h} i_{\gamma\gamma}(E_\gamma, E_K) = \sum_{i=1}^n \Gamma_{\lambda i}(E_\gamma) \Gamma_{if}(E_K - E_\gamma) / \Gamma_\lambda \Gamma_i + \sum_{h=1}^m \Gamma_{\lambda h}(E_K - E_\gamma) \Gamma_{hf}(E_\gamma) / \Gamma_\lambda \Gamma_h. \quad (1)$$

Здесь $i_{\gamma\gamma}$ — интенсивность индивидуального каскада с суммарной энергией E_K и с квантом (первичным либо вторичным) E_γ ; $\Gamma_{\lambda t}$, $\Gamma_{t f}$, $\Gamma_{\lambda h}$ и $\Gamma_{h f}$ — парциальные ширины переходов между состояниями λ , t (h) и f ; Γ_λ , Γ_t и Γ_h — полные радиационные ширины

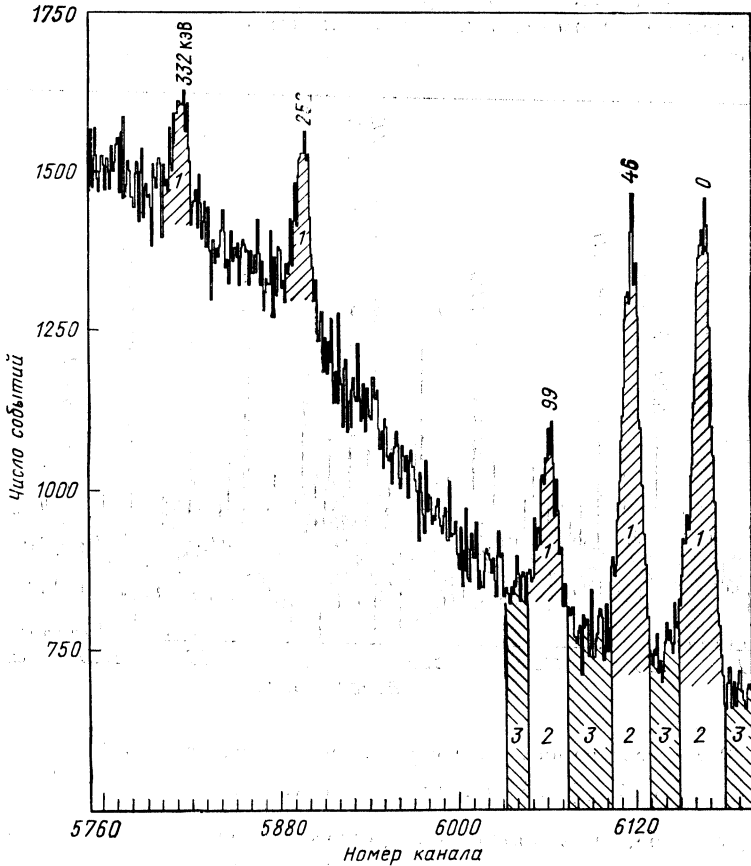


Рис. 2. Часть спектра САСИ ядра ^{181}Hf :

1 — соответствует случаям регистрации полной энергии каскада; 2 — фон; 3 — для исключения фоновых распределений

уровней λ , t или h ; n и m — число состояний, возбуждаемых первичными переходами с энергией E_γ и $(E_K - E_\gamma)$ соответственно в интервале ΔE_γ , пропорциональное плотности уровней при данной энергии возбуждения.

Пример расчетного распределения, соответствующего выражению (1) при отсутствии каких-либо флуктуаций парциальных радиационных ширин каскадных переходов, представлен на рис. 3.

Такие распределения, полученные в эксперименте, являются свертками основных параметров ядерных моделей — радиационной силовой функции (РСФ) первичных (вторичных) переходов и плотности возбуждаемых ими состояний t или h . Экспериментальный аналог расчетного спектра (рис. 3) представлен на рис. 4.

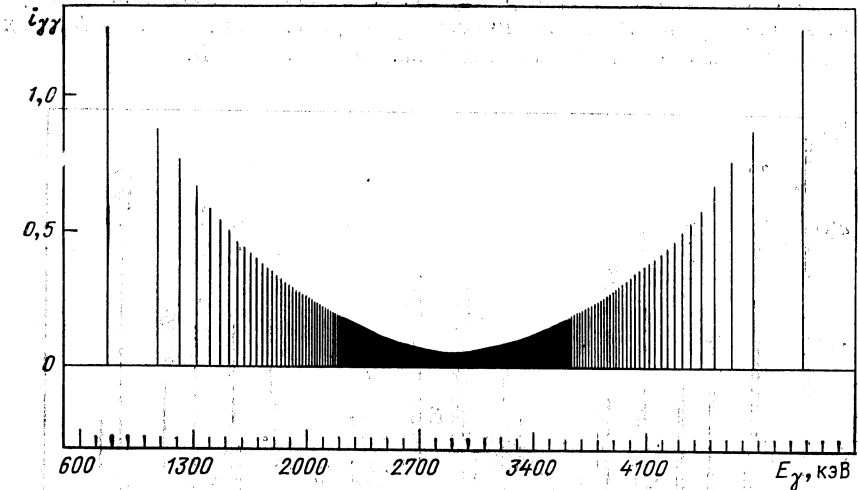


Рис. 3. Расчетное распределение интенсивности $i_{\gamma\gamma}$ каскадов на уровень $J^\pi = 3/2^-$ состояния $[521] \uparrow$ ядра ^{163}Dy . Площадь спектра нормирована на 100 %

Вид и качество полученных в эксперименте распределений интенсивности каскадов зависят не только от средних параметров γ -распада [выражение (1)], но и от:

- а. Флуктуаций ширин первичных и вторичных переходов.
- б. Соотношения полезных и фоновых совпадений, суммы амплитуд которых попадают в заданный интервал [1], т. е. от соотношения площадей областей 1 и 2 в спектрах САСИ (см. рис. 2).
- в. Конечного энергетического разрешения детекторов.

Сопоставление распределений интенсивности каскадов для ядер ^{163}Dy и ^{165}Dy (рис. 1 и 4) показывает, что они могут заметно различаться по форме даже в соседних ядрах одинакового типа. Этот факт не является тривиальным — полные радиационные ширины нейтронных резонансов монотонно и слабо зависят от атомной массы ядер-мишеней.

Дополнительно необходимо заметить, что суммарные интенсивности каскадов отличаются результатами модельных расчетов по (1) как в каскадах на уровни одинаковой структуры в соседних ядрах, так и в каскадах на различные конечные состояния в одном и том же ядре.

Извлечение и анализ конкретной информации об особенностях γ -распада компаунд-состояния с возбуждением ядра в диапазоне

энергии до 8 МэВ в такой ситуации может быть сделано на нескольких уровнях.

а. Сопоставлением экспериментально наблюдаемых и предсказываемых расчетом сумм интенсивностей всех возможных каскадов между компаунд-состоянием и заданным уровнем.

б. Сопоставлением форм распределений экспериментально полученных спектров и аналогичных распределений, рассчитанных по (1) в достаточно широких интервалах их энергий.

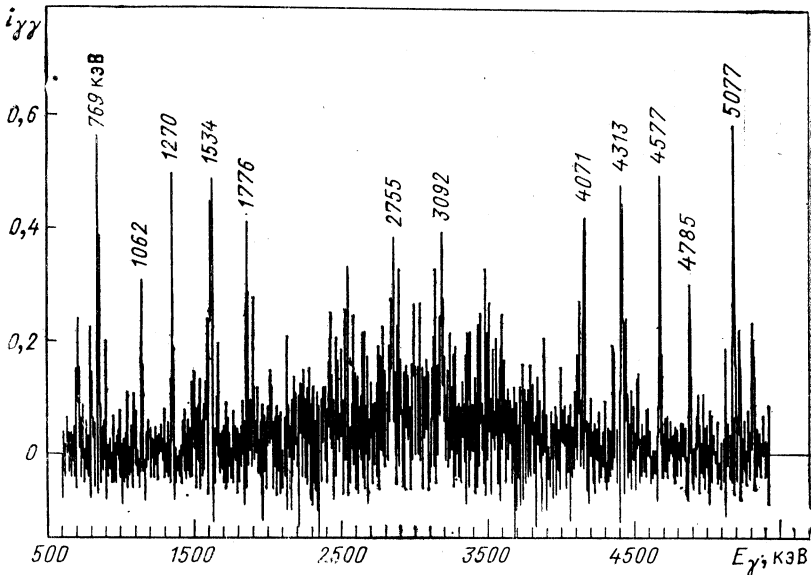


Рис. 4. Наблюдаемое распределение интенсивности $i_{\gamma\gamma}$ каскадов — аналог расчетного распределения, представленного на рис. 3

в. Анализом [1] распределения интенсивностей разрешенных в эксперименте каскадов.

г. Разложением экспериментальных распределений (см. рис. 1 и 4) на компоненты «первичных» и «вторичных» переходов с последующим (в случае возможности) извлечением информации о плотности состояний, возбуждаемых первичными переходами дипольного типа, и, наконец, их РСФ.

Описанная ниже методика анализа обычных $\gamma - \gamma$ -совпадений разработана в ОИЯИ. Она позволила впервые в мире начать систематические исследования свойств возбужденных состояний сложных ядер во всем диапазоне энергии возбуждения ниже энергии связи нейтрона. И, в принципе, позволяет решить основную задачу эксперимента в этой области ядерной физики — определить РСФ

первичных переходов во всей области их энергий, что до настоящего времени было недоступно традиционным методам ядерной и нейтронной спектроскопии.

1. СУММЫ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ДВУХКВАНТОВЫХ КАСКАДОВ НА ЗАДАННЫЕ НИЗКОЛЕЖАЩИЕ УРОВНИ

Интервал суммирования в (1) может быть расширен до значения, равного практически энергии связи нейтрона, а полученные значения — просуммированы для нескольких конечных уровней каскадов.

Полученная интенсивность $I_{\gamma\gamma}^p$ (% на распад) характеризует ту долю общей интенсивности первичных переходов (полной радиационной ширины компаунд-состояния Γ_λ), которая наблюдается в эксперименте. Естественно, что эта сумма по всем конечным уровням каскадов равна 100 %. Реально поэтому можно выявлять только отклонения от ожидаемых значений для части их конечных уровней.

Аналогичное расчетное значение $I_{\gamma\gamma}^p$ может быть определено на основании различных модельных представлений об энергетической зависимости ширин первичных (вторичных) каскадных переходов и плотности возбуждаемых ими состояний.

Очевидно, что сравнение различных вариантов подобных расчетов с экспериментом дает возможность определить то направление, в котором необходимо модифицировать модельное описание γ -распада для улучшения степени его соответствия эксперименту.

О модельном описании каскадного γ -распада. Сопоставим, для примера, с экспериментом результаты расчетов по двум моделям плотности возбужденных состояний и двум — парциальных радиационных ширин.

А. Модель ферми-газа с «обратным смещением» — для плотности состояний. Параметры этой модели для момента инерции ядра, равного половине твердотельного момента инерции, даны в [2]. Выбор такого момента инерции обусловлен экспериментальными результатами, представленными, например, в [3].

Б. Модель ферми-газа, учитывающей оболочечные неоднородности одночастичного спектра с помощью метода оболочечной поправки В. М. Струтинского, развитая в работах А. В. Игнатюка [4].

Для полноты картины здесь можно было бы добавить и комбинаторный расчет [5] плотности уровней. Но этот расчет очень трудоемок и может быть реализован в ограниченном числе случаев.

Детальное сопоставление перечисленных выше трех вариантов плотности возбужденных состояний с $K^\pi = 1/2^+$ для ^{165}Dy дано на рис. 5.

Видно, что плотность уровней, предсказываемая моделью А, выше, чем для модели Б. Комбинаторный расчет дает в данном ядре результаты, при малых энергиях возбуждения совпадающие с первой моделью, при больших — со второй.

В модели А плотность возбужденных состояний интерполируется по двум областям возбуждения: $E_f \leq 1$ МэВ и $E_f \geq B_n$.

В модели Б — в принятом ниже варианте — параметры могут быть подогнаны только по плотности нейтронных резонансов.

Можно предполагать, что реальная плотность возбужденных состояний будет промежуточной между двумя этими случаями;

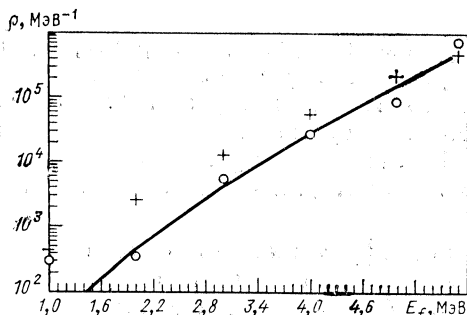


Рис. 5. Расчетная плотность ρ состояний с $K^\pi = 1/2^+$ в ^{165}Dy в функции энергии возбуждения E_f :

Кривая — расчет по модели [4]; + — расчет по модели ферми-газа с «обратным смещением» с параметрами из [2]; o — комбинаторный расчет [5]

последнее тем более будет точнее, если при расчете параметров модели А использовать экспериментальную плотность уровней, полученную в реакции $(n, 2\gamma)$ для $E_t > 1$ МэВ.

Общим для любых моделей функциональной зависимости плотности уровней в настоящее время является то, что она связана с энергией возбуждения экспоненциальной зависимостью. Показатель экспоненты при этом является гладкой функцией большего либо меньшего количества непрерывных параметров. Поэтому можно ожидать, что уменьшение интервала энергий возбуждения, в котором плотность состояний задается экстраполяцией экспериментальных данных, увеличивает надежность предсказания этой величины — для $2 \text{ МэВ} < E_t < B_n$.

Более неопределенной является ситуация с парциальными ширинами первичных и вторичных квантов радиационного распада компаунд-состояния. Матричный элемент переходов наиболее вероятных мультипольностей $E1$ и $M1$ известен только в ограниченном числе случаев: жесткие первичные переходы на состояния $E_f \leq 2$ МэВ для четно-четных и $E_f \leq 1 \div 1,5$ МэВ — для четно-нечетных составных ядер.

Количество моделей, предсказывающих значение этого параметра, достаточно велико. Но практический интерес представляют прежде всего модель гигантского электрического дипольного резонанса (ГЭДР) для $E1$ -переходов и модель Вайскопфа, предполагающая, что зависимость $\Gamma_{\lambda t}$ (Γ_{tf}) от энергии перехода E_γ пропор-

циональна E_{γ}^{2L+1} , где L — мультипольность перехода для $M1$ - и $E2$ -переходов.

Опыт анализа экспериментальных данных реакции $(n, 2\gamma)$, накопленный нами к настоящему времени [6], показывает, что модель Вайскопфа не может претендовать на более-менее правильное описание зависимости $\Gamma_{\lambda t} = f(E_{\gamma})$ для $E1$ -переходов. Полученные в такой расчетной модели интенсивности каскадов в 2—4 раза ниже экспериментальных для любой модели плотности уровней.

Роль переходов различного типа в каскадном γ -распаде. Причина такого расхождения результатов расчета с экспериментом обусловлена следующим: магнитные дипольные и электрические квадрупольные переходы, как будет показано ниже, играют значительно большую роль в распаде низколежащих состояний сложного ядра по сравнению с жесткими первичными переходами распада компаунд-состояния, где доля их ширин относительно ширин $E1$ -переходов не превышает 15—20 % для ядер с $A \geq 140$.

Простая функциональная зависимость $\Gamma_{\lambda t} = f(E_{\gamma})$ это обстоятельство учесть не может даже в принципе, если в расчете использовать экспериментальные соотношения ширин жестких первичных переходов различной мультипольности, хорошо известные из эксперимента для многих ядер из реакции (\bar{n}, γ) .

В то же время в широкой области энергий мягких первичных переходов, как установлено к настоящему времени для ^{144}Nd [7], ^{137}Ba , ^{181}Hf (см. ниже), РСФ мало зависит от энергии переходов, что и требует модель Вайскопфа. Видимо, в силу этих обстоятельств, сочетание моделей ГЭДР — для $E1$ -переходов и модели Вайскопфа — для $M1$ -, $E2$ -переходов и обеспечивает наименьшее расхождение результатов эксперимента и предсказания расчета. При этом можно надеяться, что экспериментальное изучение магнитных дипольных переходов позволит разработать модель гигантского магнитного дипольного резонанса (ГМДР) для небольших энергий возбуждения в деформированных ядрах. Это могло бы обеспечить дальнейшее увеличение точности описания каскадного γ -распада.

Модели ГЭДР и ГМДР (для $M1$ -переходов) должны быть наиболее близки к физической реальности, наблюдаемой в реакции $(n, 2\gamma)$. Но, к сожалению, сечение реакции поглощения даже электрического дипольного кванта экспериментально определено в весьма ограниченном количестве ядер и точек энергетической шкалы, если его энергия меньше энергии связи нейтрона.

Еще более неопределенна ситуация с $M1$ -переходами в деформированных ядрах, где параметры ГМДР неизвестны даже для $E_t > B_n$.

Общий вывод, сделанный при изучении [8] электровозбуждения состояний 1^+ в четно-четных ядрах деформированной области, — магнитный резонанс сильно фрагментирован в широкой области возбуждений таких ядер. В то же время в сферических

ядрах $A \approx 100$ его максимум находится в районе $E^* \approx B_n$. Другой экспериментальной информации об этом резонансе сейчас нет.

Реакция $(n, 2\gamma)$ позволяет, надо заметить, выявлять относительную роль магнитных переходов в каскадном γ -распаде.

В разд. 4 описана методика получения зависимости $i_{\gamma\gamma} = f(E_1)$ от энергии первичного перехода E_1 как для каскадов на отдельные низколежащие состояния, так и для их суммы по конечным состояниям f .

Из вида первого слагаемого в (1) нетрудно получить, что отношение интенсивности каскадов, энергия первичных переходов которых лежит в интервале $E_1 \pm \Delta E_1$ (и заканчивающихся уровнем с заданным значением J^π), к достаточно полной по f сумме интенсивностей таких каскадов на любые низколежащие уровни будет равно $\Gamma_{tf}(E_k - E_\gamma)/\Gamma_t$.

Сопоставляя каскадный γ -распад в таких, например, парах составных ядер, как $^{162}, ^{164}\text{Dy}$, $^{178}, ^{180}\text{Hf}$, четность компаунд-состояния которых противоположна, по измеренным отношениям Γ_{tf}/Γ_t можно оценить как относительную интенсивность, так и форму энергетической зависимости Γ_{tf} для вторичных $E1$ - или $M1$ -переходов. При этом полная информация о зависимости отношения Γ_{tf}/Γ_t от энергии возбуждения уровней t и f может быть получена только при дальнейшем развитии техники эксперимента, когда в распределениях интенсивностей каскадов на несколько десятков (как минимум) конечных состояний четно-четного ядра будет зарегистрировано не менее 80—90 % общей интенсивности первичных переходов. Возможность достижения этого уровня определяется только техническими проблемами — необходимостью использования системы многих детекторов с большой эффективностью для регистрации $\gamma - \gamma$ - и $\gamma - \gamma - \gamma$ -совпадений.

В настоящее время уже установлено, что каскады между состояниями противоположной четности ($E1 + M1$ -переходы) обычно превышают расчетные оценки (либо равны им), а каскады между состояниями одинаковой четности обычно ниже расчетных значений. Уникален в этом отношении ^{180}Hf , где изучены каскады из состояния 5^+ [9] на уровни 2^+ , 4^+ , 6^+ . В отличие от всех изученных нами ядер здесь экспериментальные интенсивности ниже расчетных по крайней мере в 2 раза (см. [9] и табл. 2 ниже).

Здесь требуется отметить, что, в принципе, полученные к настоящему времени интерпретации данных реакции $(n, 2\gamma)$ не могут считаться окончательно установленными. Поэтому многие из заключений, полученных к настоящему времени, требуют дальнейшей проверки. Это очевидно, поскольку на каскадный γ -распад влияют многие параметры. Некоторой иллюстрацией этого положения может служить табл. 1, где сопоставляются параметры ядер ^{168}Er , ^{178}Hf и ^{180}Hf , изученных нами в реакции $(n, 2\gamma)$.

Сопоставление сумм интенсивностей каскадов в трех ядрах, представленных в табл. 1, со значениями $2g\Gamma_n^0$ резонансов, опре-

Таблица 1. Некоторые параметры ядер ^{168}Er , $^{178,180}\text{Hf}$ и данные о их каскадном γ -распаде

Параметр	^{168}Er	^{178}Hf	^{180}Hf
Доля захватов для данного спина компаунд-состояния	33% 3 ⁺ + 67% 4 ⁺	60% 3 ⁻ и 40% 4 ⁻	100% (5 ⁺)
Энергия связи, кэВ	7771	7626	7388
Среднее расстояние между резонансами, эВ	4,0(2)	2,5(2)	4,4(2)
Сумма наблюдаемых интенсивностей каскадов на уровни ротационной полосы основного состояния, % на распад	15,4(10)	15,1(7)	4,6(5)
Число N_K выделенных наиболее сильных каскадов	71	136	99
Средняя интенсивность N_K каскадов (распадов)	$9,8 \cdot 10^{-4}$	$6,4 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$
Структура основного состояния ядра-мишени	[633] \uparrow	[514] \downarrow	[624] \uparrow
Значения $2g\%$ резонансов, определяющих сечение захвата тепловых нейтронов [10], МэВ	0,3 и 0,46	1,81 и 5,82	10,45
Нейтронная силовая функция, 10^{-4}	1,8(2)	2,5(2)	1,7(2)

деляющих сечение захвата нейтрона, структуры, спина, четности основного состояния и соответственно типа участвующих в каскаде переходов, показывает, что однозначной интерпретации результатов в малом наборе изученных четно-четных составных ядер ждать нельзя. Парциальные радиационные ширины каскадных переходов в широкой области возбуждений таких ядер зависят от целого набора параметров.

В то же время для предварительной оценки ожидаемых сумм интенсивностей каскадов из двух последовательных переходов в первом приближении наиболее подходящей является указанная выше комбинация моделей парциальных ширин: ГЭДР плюс модель Вайскопфа для переходов $M1$ и $E2$.

Накопленная информация о формах распределений интенсивности каскадов, расчетных значениях полных радиационных ширин Γ_λ нейтронных резонансов, и, наконец, энергетической зависимости РСФ первичных переходов в составных ядрах ^{137}Ba , ^{181}Hf (см. разд. 4) требует включить в расчеты и модифицированную модель ГЭДР. Эта модель [11] учитывает как частотную, так и температурную зависимость ширины ГЭДР.

В табл. 2 и 3 приведены значения полученных нами интенсивностей каскадов $I_{\gamma\gamma}^a$ на заданные низколежащие уровни E_f изученных к настоящему времени ядер. Значение $I_{\gamma\gamma}$ в этих таблицах равно сумме интенсивностей индивидуальных каскадов, энергия промежуточного уровня которых удовлетворяет условию:

Таблица 2. Экспериментальные ($I_{\gamma\gamma}^{\beta}$) и расчетные ($I_{\gamma\gamma}^{\beta}$) интенсивности каскадов на низколежащие уровни E_f четно-четных ядер, % на распад

Ядро, доля захватов с данным $J\pi$	E_f , кэВ	Вероятный тип переходов в каскадах**	$I_{\gamma\gamma}^{\beta}$	$I_{\gamma\gamma}^{\beta}$, модели			
				ГЭДР с $\Gamma_G = \text{const}$		ГЭДР с $\Gamma_G = f(E_{\gamma}, T)$ [11]	
				А	Б	А	Б
^{144}Nd $\approx 100\% 3^-$	0	$E1 \rightarrow E2$	3,7(10)	3,8	5,1	3,4	5,1
	696	$E1 + M1$	32,0(30)	12,4	13,2	10,0	12,7
	1314	$E1 + M1$	7,3(14)	6,6	7,5	5,6	6,5
	1510	$E1 \rightarrow E1$	3,9(10)	7,5	8,6	5,4	6,6
	1561	$E1 + M1$	(2,8)***	3,0	3,2	2,7	2,8
^{146}Nd $\approx 100\% 3^-$	0	$E1 + E2$	3,9(2)	0,5	0,8	0,5	0,7
	454	$E1 + M1$	19,8(5)	9,5	11,4	8,4	11,2
	1043	$E1 + M1$	5,1(7)	5,9	7,6	4,9	6,8
	1189	$E1 \rightarrow E1$	7,2(8)	6,6	8,1	4,7	6,3
^{168}Er 33% 3^+ 67% 4^+	80	$E1 + E1$	4,6(4)	3,0	3,6	2,1	2,7
	264	$E1 + E1$	7,7(8)	5,2	6,8	3,4	5,0
	549	$E1 + E1$	3,1(2)	0,9	1,3	0,8	1,0
	821	$E1 + E1$	2,8(4)	1,1	1,6	0,8	1,3
	896	$E1 + E1$	5,4(9)	1,8	1,8	1,3	2,2
	995	$E1 + E1$	3,1(12)	1,7	2,9	1,2	2,1
^{174}Yb 36% 3^- 64% 4^-	0	$E1 + E2$	3,4(3)	1,2	1,3	1,0	1,2
	76	$E1 + M1$	11,8(6)	8,1	8,6	7,0	7,9
	253	$E1 + M1$	6,6(6)	4,9	5,3	4,2	4,8
^{178}Hf 60% 3^- 40% 4^-	0	$E1 + E2$	0,5(2)	0,2	0,4	0,2	0,3
	93	$E1 + M1$	7,5(5)	3,1	3,9	2,5	3,5
	306	$E1 + M1$	6,5(4)	3,8	5,0	3,0	4,3
	632	$E1 + M1$	(0,6)***	0,5	0,8	0,4	0,6
	1174	$E1 + M1$	0,5(2)	0,6	1,0	0,5	0,8
	1267*	$E1 + M1$	1,8(5)	1,9	3,4	1,5	2,8
^{180}Hf $\approx 100\% 5^+$	93	$M1 + E2$	0,6(1)	0,2	0,3	0,4	0,5
	308	$E1 + E1$	2,3(4)	5,1	5,7	3,8	4,7
	641	$E1 + E1$	1,7(3)	3,5	4,6	2,6	3,7
	1370*	$E1 + E1(M1)$	1,3(4)	1,7	2,7	1,4	2,3
	1430	$E1 + M1$	0,6(3)	0,4	0,6	0,4	0,5
	1482	$E1 + M1$	1,2(4)	1,1	2,0	0,9	1,5
	1610*	$E1 + M1(E1)$	1,8(4)	2,0	3,9	1,7	3,1

* Мультиплет.

** Также возможна смесь $M1$ - и $E2$ -переходов и каскады с обратным порядком следования квантов.*** Оценка $I_{\gamma\gamma}^{\beta}$.

Таблица 3. Экспериментальные и расчетные интенсивности каскадов в изученных четно-нечетных составных ядрах, % на распад

Составное ядро	E_f , кэВ	Вероятный тип перехода в каскадах***	$I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$	$I_{\gamma\gamma}^{\text{р}}$, модели			
				$\Gamma_G \text{ с } \Gamma_G = \text{const}$		$\Gamma_G \text{ с } \Gamma_G = f(E_{\gamma}, T) [11]$	
				А	Б	А	Б
^{137}Ba	0	$E1 + E1$	15,5(7)	27	27	21	21
	281	$E1 + E1$	53(3)	20	20	16	16
	1900	$E1 + E1$	(2,2)****	1,6	1,7	1,7	1,7
	2180	$E1 + M1$	(1,6)****	1,0	1,1	1,1	1,1
^{163}Dy	0	$E1 + M1$	5,9(4)	4,2	4,8	3,2	3,8
	73	$E1 + E2$	1,1(2)	0,06	0,09	0,05	0,08
	251	$E1 + E1$	2,7(2)	2,7	3,6	2,0	2,6
	351*	$E1 + M1$	5,2(4)	4,1	4,9	3,2	4,1
	390*	$E1 + M1$	4,9(9)	3,7	4,5	3,0	3,7
	422+428*	$E1 + M1$	6,3(11)	5,1	6,3	4,0	5,3
	475	$E1 + M1$	1,5(6)	1,5	2,0	1,2	1,7
^{165}Dy	0	$M1 + E2$	(1,8)****	0,02	0,04	0,02	0,04
	108*	$E1 + M1$	11,0(19)	7,8	8,8	6,3	7,5
	158*	$E1 + M1$	11,5(25)	7,1	8,3	5,7	7,1
	181+185*	$E1 + M1$	9,8(23)	6,5	7,6	5,3	6,6
	533+538	$E1 + M1$	7,4(25)	4,8	8,3	4,0	6,6
	570+573	$E1 + M1$	12,7(48)	5,4	8,6	4,6	7,7
^{175}Yb	0	$E1 + E2$	2,9(4)	0,9	1,5	0,7	1,2
	515*	$E1 + M1$	17,2(40)	7,4	8,4	6,0	6,9
	556*	$E1 + M1$	18,1(47)	6,7	7,8	5,4	6,5
	602*	$E1 + M1$	9,0(16)	3,1	3,7	2,5	3,1
	639	$E1 + M1$	2,3(16)	2,8	3,5	2,3	2,9
	811**	$E1 + M1$	11,5(59)	3,5	4,8	3,0	4,1
	871**	$E1 + M1$	2,3(13)	1,5	2,2	1,3	1,9
	920	$E1 + M1$	6,3(37)	2,7	3,9	2,3	3,4
	992	$E1 + M1$	3,4(13)	2,2	2,2	2,0	3,0
	^{177}Yb	332*	$E1 + M1$	21,9(33)	10,5	11,1	8,6
376*		$E1 + M1$	20,9(26)	8,3	8,1	6,9	7,0
423*		$E1 + M1$	15,7(31)	4,8	5,1	3,9	4,2
^{179}Hf	214	$E1 + E2$	2,1(9)	0,03	0,04	0,03	0,03
	375*	$E1 + M1$	15,5(16)	5,8	6,3	4,6	5,2
	421*	$E1 + M1$	16,5(21)	5,4	5,9	4,3	4,9
	476*	$E1 + M1$	7,6(6)	3,0	3,6	2,4	2,9

Продолжение табл. 3

Составное ядро	E_f , кэВ	Вероятный тип перехода в каскадах****	$T_{\gamma\gamma}^0$	$I_{\gamma\gamma}^p$, модели			
				ГЭДР с $\Gamma_G = \text{const}$		ГЭДР с $\Gamma_G = f(E_f, T)$ [11]	
				А	Б	А	Б
^{179}Hf	518	$E1 + M1$	4,0(8)	2,7	3,3	2,1	2,7
	614	$E1 + M1$	9,5(16)	4,1	4,8	3,3	4,0
	679	$E1 + M1$	3,8(8)	3,5	4,1	2,8	3,5
	701	$E1 + M1$	2,6(5)	1,7	2,1	1,4	1,8
	721**	$E1 + M1$	3,1(7)	3,2	3,8	2,6	3,2
	788**	$E1 + M1$	2,7(8)	1,4	1,8	1,2	1,5
^{181}Hf	0*	$E1 + M1$	15,2(20)	10,5	11,3	8,4	9,2
	46*	$E1 + M1$	15,6(20)	11,0	12,6	8,8	10,1
	99*	$E1 + M1$	8,9(20)	5,2	5,7	4,2	4,7
	252**	$E1 + M1$	8,0(13)	6,8	7,1	5,5	6,0
	332**	$E1 + M1$	4,1(10)	3,3	3,6	2,7	3,0
	^{183}W	0*	$E1 + M1$	13,3(11)	8,7	9,4	6,9
46*		$E1 + M1$	10,2(7)	8,7	9,8	6,9	7,9
99*		$E1 + M1$	1,4(2)	3,9	4,2	3,1	3,4
209**		$E1 + M1$	8,1(19)	6,5	7,2	5,2	6,0
292**		$E1 + M1$	4,3(6)	3,0	3,3	2,4	2,7
^{187}W		0**	$E1 + M1$	12,6(13)	9,1	10,4	7,4
	77**	$E1 + M1$	5,6(5)	4,0	4,6	3,3	3,8
	146*	$E1 + M1$	9,5(10)	6,3	7,1	5,2	5,9
	205*	$E1 + M1$	10,7(6)	6,0	6,7	5,0	5,7
	303*	$E1 + M1$	5,1(10)	2,5	2,9	2,1	1,5

* Уровни ротационной полосы состояния [510]†; для ^{165}Dy полосы [521]†.

** Уровни ротационной полосы состояния [512]†.

*** В каскадах с наиболее вероятной мультипольностью $E1 + M1$ возможна примесь $E2$ -компоненты для $J^\pi = 3/2 \pm$. Обратный порядок следования переходов в каскаде не исключен.**** Оценка $I_{\gamma\gamma}^0$.

$B_n - 0,52 \geq E_t \geq E_f + 0,52$ МэВ. С экспериментом сопоставляются четыре варианта расчета, являющиеся комбинацией двух моделей плотности уровней и двух моделей ГЭДР. Индивидуальные особенности ядер ниже энергии $E_f \leq 1 \div 2$ МэВ учитывались включением в модель экспериментальной схемы распада изученных ядер (J^π , E_f , коэффициенты ветвления). Отношение ширины пере-

ходов различной мультипольности, необходимое при расчете выражения (1), фиксировалось при энергии первичного перехода $E_1 \ll \ll B_n$ на основе экспериментальных данных реакции (\bar{n}, γ) , т. е. изучения γ -распада компаунд-состояний, с усреднением по нейтронным резонансам.

Из табл. 2 и 3 видно, что отношение $I_{\gamma\gamma}^a/I_{\gamma\gamma}^p \ll 2$ для основной части экспериментальных данных. Явное исключение из этого правила — каскады на состоянии, для которых $||J_\lambda - J_f| = 3$.

Изменение спина уровня на три единицы при испускании двух γ -переходов требует, чтобы один из переходов был чисто квадрупольным. Так как ожидать большого вклада $M2$ -переходов в изучаемый процесс распада достаточно высоколежащих состояний трудно, то усиленные каскады в табл. 2 и 3 соответствуют, скорее всего, первичному $E1$ (или $M1$)-переходу и $E2$ — вторичному кванту. Эти каскады отличаются от каскадов на остальные уровни только наличием $E2$ -перехода; усиление ширины относительно расчетных значений может быть связано только с усилением вторичных $E2$ -переходов.

В разд. 3 данной статьи описана методика разложения аппаратных распределений интенсивности на компоненты первичных и вторичных каскадных переходов. В изученных ядрах — ^{137}Ba , ^{146}Nd , ^{174}Yb , ^{181}Hf и ^{183}W — такое разложение выполнено в основном для каскадов, удовлетворяющих условию $|J_\lambda - J_f| \leq 2$. Исключение — каскады на основное состояние ^{146}Nd . Для компаунд-состояния спин $J^\pi = 3^-$, для основного состояния $J^\pi = 0^+$. Поэтому наиболее реальный тип переходов здесь — первичные $E1$ -кванты и вторичные — $E2$.

Полученное согласно описанной в [12] методике распределение интенсивности каскадов в функции энергии первичных переходов представлено на рис. 6. Статистическая погрешность определения интенсивности каскадов здесь слишком велика: надежных заключений сделать нельзя. Но тем не менее благодаря регулярному превышению экспериментальных значений интенсивностей над расчетными можно сделать предварительное заключение о том, что ширины вторичных $E2$ -переходов существенно превышают модельные значения в широкой области энергии возбуждения данного ядра.

Разброс отношений экспериментально найденных и рассчитанных интенсивностей во всех изученных ядрах с $|J_\lambda - J_f| = 3$ зависит от конкретной схемы распада низколежащих состояний. Например, достаточно хорошее соответствие $I_{\gamma\gamma}^a$ и $I_{\gamma\gamma}^p$ в случае ^{175}Yb достигается за счет каскада $E_1 = 5627 + E_2 = 556$ кэВ, вносящего основной и практически одинаковый вклад как в расчетное, так и в экспериментальное значение $I_{\gamma\gamma}$ (и т. д. для некоторых ядер).

В целом данные табл. 2 и 3 можно объяснить только на основе предположения о систематическом увеличении значений Γ ($M1$,

$E2$) относительно $\Gamma(E1)$ при уменьшении энергий возбуждения изучаемых ядер [по сравнению с отношением $\Gamma(E1) : \Gamma(M1) : \Gamma(E2) \cong 1 : 0,15 : 0,01$, полученным для жестких γ -переходов в реакции (\bar{n}, γ)].

Нельзя не отметить и каскады на уровне E_f , равном 602 и 639 кэВ в ^{175}Yb ; 476 и 518 кэВ в ^{179}Hf и 99 кэВ в ^{183}W . В двух первых случаях

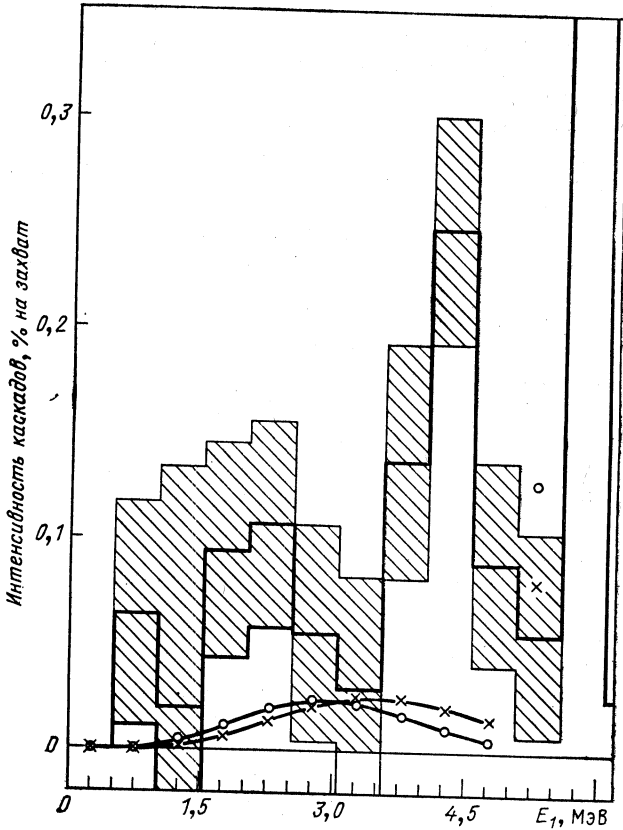


Рис. 6. Интенсивность каскадов на основное состояние ^{146}Nd :

гистограмма — эксперимент; заштрихована статистическая погрешность; \circ — расчет с использованием модели [4]; \times — модели [2]

наблюдаются каскады на уровни с одинаковым $J^\pi = 5/2^-$, но разной структурой (основная компонента вышележащего уровня — $[512] \uparrow$, нижележащего — $[510] \uparrow$). Соотношение $I_{\gamma\gamma}$ в этом случае наглядно демонстрирует зависимость ширин вторичных переходов Γ_{tf} от структуры конечного уровня в достаточно широком интервале энергий

возбуждения при практически одинаковой энергии возбуждения и одинаковом J^π .

В последнем случае — в ^{183}W — интенсивность каскадов на уровень $J^\pi = 5/2^-$ ротационной полосы состояния $[510] \uparrow$ значительно меньше, чем дает эмпирическое (см. табл. 3), да и расчетное соотношение $I_{\gamma\gamma}$ для состояний $1/2^-$, $3/2^-$ и $5/2^-$ этой полосы. Это коррелирует и с относительно повышенным временем жизни уровня с $J^\pi = 5/2^-$.

Общий вывод, который можно сделать из анализа табл. 2 и 3, сводится к тому, что модели, претендующие на достаточно высокую точность (десятки процентов) описания процесса γ -распада компаунд-состояния, должны быть более детальными, чем используемые сейчас. Кроме того, в среднем по всем 14 ядрам в настоящее время нельзя сделать определенного вывода о предпочтительности какой-либо пары моделей для описания плотности уровней и энергетической зависимости вероятности радиационных переходов.

2. ВОЗМОЖНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РАСХОЖДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И РАСЧЕТНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ КАСКАДОВ

Наблюдаемые в эксперименте распределения интенсивностей каскадов искажены:

а. Случайными флуктуациями ширин $\Gamma_{\lambda t}$ и $\Gamma_{t f}$ каскадных переходов.

б. «Шумовым» распределением, возникающим из-за процедуры вычета фоновых событий (см. [1] и рис. 2).

в. Конечным разрешением используемых в эксперименте детекторов.

Ожидаемая в отсутствие этих искажений форма распределения их интенсивности представлена на рис. 3.

Расчетные и экспериментальные распределения могут быть просуммированы по достаточно широкому интервалу энергий возбуждения (например, 100 кэВ). Их сопоставление позволяет определить область энергий каскадных γ -переходов, где наблюдается усиление интенсивностей. Наиболее существенный результат, полученный нами ранее [6] в таких ядрах, как ^{165}Dy , ^{168}Er — суммы интенсивностей каскадов через промежуточные уровни с энергией $E_f \approx 0,5 B_n$ в определенных энергетических интервалах значительно усилены относительно средних расчетных значений. Заметных же отклонений расчет/эксперимент в области малых энергий каскадных квантов не наблюдалось.

Прямое сопоставление аппаратурных экспериментальных распределений с расчетными аналогами в настоящее время малоэффективно и поэтому здесь не анализируется.

В разд. 3 описывается методика разложения распределений, описываемых выражением (1), на компоненты первичных и вторичных переходов, дающая более ценные результаты.

Наиболее простое объяснение наблюдаемым расхождениям между расчетными и полученными в эксперименте интенсивностями каскадов получено для четно-нечетных составных ядер в области редкоземельных элементов. Эти ядра принадлежат $4S$ -максимуму нейтронной силовой функции. А поэтому, согласно, например, [11], в структуре компаунд-состояния вес одноквазичастичных компонент велик относительно трех-, пятиквазичастичных и т. д. слагаемых его волновой функции. Низколежащие уровни этих ядер, возбуждаемые каскадом из двух γ -переходов, имеют простейшую структуру. Согласно расчетам по квазичастично-фононной модели [13], головные состояния полос, на которые наблюдаются наиболее сильные каскады, имеют структуру, в которой одночастичные компоненты имеют большой вес:

$$\begin{aligned}
 &^{165}\text{Dy} : [521] \downarrow 97\%, \\
 &^{175}\text{Yb} : [510] \uparrow 85\%, [512] \downarrow + Q_1(22) 8\%, [512] \uparrow + Q_1(22) 7\%, \\
 &^{179}\text{Hf} : [510] \uparrow 90\%, [512] \downarrow + Q_1(22) 10\%, \\
 &^{181}\text{Hf} : [510] \uparrow 95\%, [512] \downarrow + Q_1(22) 5\%, \\
 &^{183}\text{W} : [510] \uparrow 90\%, [512] \downarrow + Q_1(22) 4\%.
 \end{aligned}$$

Отсюда следует и предлагаемое нами объяснение усиления интенсивностей каскадов: в эксперименте наблюдаются усиленные одночастичные переходы между $4S$ - и $3P$ -нейтронными оболочками.

Амплитуда электромагнитного $E1(M1)$ -перехода между состояниями λ и t со сложной их структурой может быть выражена [14] через одно-, трехквазичастичные, квазичастица \otimes фонон и т. д. компоненты волновых функций этих уровней следующим образом:

$$\begin{aligned}
 M_{\lambda t} \{E1(M1), [J_{\lambda}^{\pi} \rightarrow J_t^{\pi}]\} = & \sum_{\rho_{\lambda} \rho_t} C_{\rho_{\lambda}} C_{\rho_t} V_{\rho_{\lambda} \rho_t} P_{\rho_{\lambda} \rho_t} + \\
 & + \sum_{\rho_{\lambda} \rho_t g_{\lambda} g_t} (C_{\rho_{\lambda}} D_{g_t} + C_{\rho_t} D_{g_{\lambda}}) M_{g_{\lambda} g_t} + \sum_{g_{\lambda} g_t} D_{g_{\lambda}} D_{g_t} P_{g_{\lambda}} P_{g_t} + \\
 & + \sum_{g_{\lambda} g_t G_{\lambda} G_t} (D_{g_{\lambda}} E_{G_t} + D_{g_t} E_{G_{\lambda}}) M_{G_{\lambda} G_t} + \sum_{G_{\lambda} G_t} E_{G_{\lambda}} E_{G_t} P_{G_{\lambda} G_t} + \dots \quad (2)
 \end{aligned}$$

Здесь C_{ρ} , D_g , E_G — амплитуды компонент волновой функции: квазичастица, квазичастица \otimes фонон, квазичастица \otimes два фонона, P и M — матричные элементы $E1(M1)$ -переходов. Детальный расчет парциальных ширин по этому выражению представляет серьезную и нерешенную в необходимой степени проблему. Тем не менее можно выделить параметры, от которых должна зависеть ширина перехода между компаунд-состоянием λ и промежуточным уровнем t . Это C_{ρ} — амплитуда одночастичной компоненты волновой функции компаунд-состояния и $V_{\rho_{\lambda} \rho_t} = u_{\rho_{\lambda}} u_{\rho_t} - v_{\rho_{\lambda}} v_{\rho_t}$ — член, зависящий от коэффициентов u_{ρ} и v_{ρ} канонического пре-

образования Боголюбова для состояний ρ_λ и ρ_t , связанных γ -переходом.

Если наблюдаемое в эксперименте усиление интенсивности каскадов может быть связано с этими величинами, то тем самым будет получено указание на возможный заметный вклад одночастичных компонент в ширины переходов, наблюдаемых в эксперименте.

При анализе следует учесть, что:

а. Интенсивность каскада определяется отношением ширин $\Gamma_{\lambda t} / \Gamma_\lambda$. Поэтому необходимо учитывать положительную корреляцию случайных значений $\Gamma_{\lambda t}$ и $\Gamma_\lambda = \sum_t \Gamma_{\lambda t}$, которая может быть достаточно велика.

б. Сумма интенсивностей каскадов из двух переходов на все возможные конечные возбужденные состояния равна 100 %. Усиление

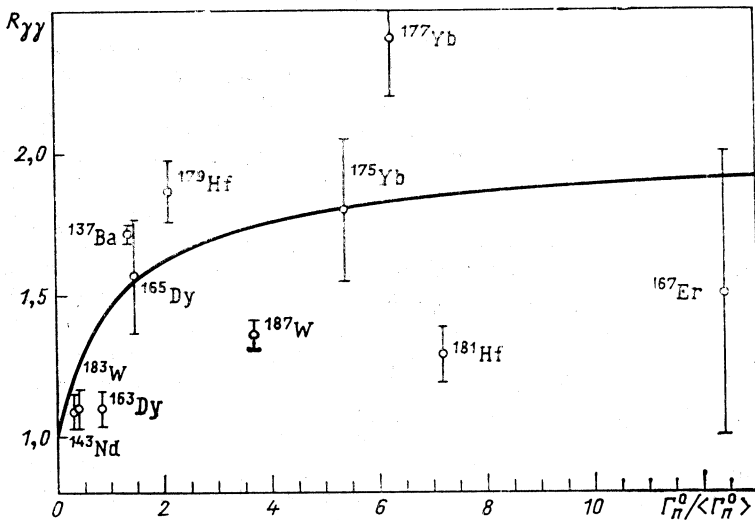


Рис. 7. Отношение $R_{\gamma\gamma}$ экспериментальных и расчетных сумм интенсивностей каскадов в группе четно-нечетных составных ядер в функции отношения $\Gamma_\lambda^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle$ резонансов, определяющих сечение захвата тепловых нейтронов. Для ^{143}Nd — результат предварительной обработки экспериментальных данных

нию каких-либо переходов $\lambda \rightarrow t$ поэтому обязательно должно соответствовать уменьшению ширин переходов $\lambda \rightarrow h$, где $h \neq t$. В условиях $\Gamma_\lambda \cong \text{const}$ (экспериментальный результат) это требует абсолютного уменьшения ширин $\Gamma_{\lambda h}$ при абсолютном увеличении $\Gamma_{\lambda t}$. Ожидаемая связь существует на самом деле.

На рис. 7 представлено отношение $R_{\gamma\gamma}$ сумм наблюдаемых в эксперименте каскадов $\sum_{t, f} I_{\gamma\gamma}^o$ к аналогичной величине, рассчитанной

в рамках описанного в разд. 1 подхода (для единообразия использована модель плотности уровней Б и модель ГЭДР с фиксированной его шириной Γ_G) в функции меры «одночастичности» компаунд-состояния. Последнюю наиболее целесообразно представить как отношение приведенной нейтронной ширины резонанса Γ_n^0 , отвечающего за захват тепловых нейтронов, к среднему для данного ядра $\langle \Gamma_n^0 \rangle = S_0 D_0$.

Из пункта а. следует, что ожидаемая связь $R_{\gamma\gamma}$ и $\Gamma_n^0/\langle \Gamma_n \rangle$ не может быть линейной. Если ограничиться предположением, что первичные переходы распада компаунд-состояния четно-нечетного деформированного ядра делятся на две группы, ширины которых: а) коррелируют; б) не коррелируют со значением Γ_n^0 компаунд-состояния, то можно получить аналитическое выражение, связывающее между собой $R_{\gamma\gamma}$ и $\Gamma_n^0/\langle \Gamma_n \rangle$:

$$R_{\gamma\gamma} = (1 + k\alpha\Gamma_n^0/\langle \Gamma_n^0 \rangle)/(1 + k\Gamma_n^0/\langle \Gamma_n^0 \rangle), \quad (3)$$

где параметры k и α определяются соотношением долей Γ_λ , связанных как с коррелирующими, так и с некоррелирующими ширинами, а также коэффициентом, связывающим прирост значения $\Gamma_{\lambda i}$ при увеличении Γ_n^0 . Конечно, такая зависимость может быть принята только в качестве очень грубого приближения. Это следует как из того, что значения k и α могут и, скорее всего, различаются для различных ядер, так и из более сложной связи между $\Gamma_{\lambda i}$ и Γ_n^0 , чем вышеприведенное предположение о двухкомпонентности ширин. Несмотря на столь приблизительный характер предпосылок анализа, связь между экспериментальными значениями $R_{\gamma\gamma}$ и оценкой (3), как видно из рис. 7, — вполне определенная. При этом параметры k и α находятся в интервале физически разрешенных значений.

Разброс значений $R_{\gamma\gamma}$ относительно предполагаемой функциональной зависимости $R_{\gamma\gamma} = f(\Gamma_n^0/\langle \Gamma_n^0 \rangle)$ здесь все-таки велик. Частично он может быть объяснен тем фактом, что параметры k и α функциональной зависимости (3) не могут не варьироваться с изменением A . Частично — тем, что расчетные значения интенсивности каскадов чувствительны к степени полноты данных о модах распада и параметрах низколежащих уровней.

Для ^{181}Hf дополнительно можно указать, что в случае этого ядра наблюдаются аномально интенсивные ($\sum I_\gamma = 27\%$ на распад!) прямые переходы на его основное и первое возбужденное состояния, не наблюдаемые нами из-за условий эксперимента (регистрации только каскадов с порогом 520 кэВ).

В условиях, когда Γ_λ компаунд-состояния слабо изменяется для различных резонансов, усилению отдельных переходов обязательно соответствовать ослабление других. Видимо, сравнительно малое значение $R_{\gamma\gamma}$ для ^{181}Hf и может быть объяснено этим обстоятельством. В целом данные рис. 7 следует рассматривать как качественное подтверждение гипотезы корреляции части парциальных

ширин первичных переходов с Γ_n^0 компаунд-состояния. Количественно такая зависимость должна быть исследована для различных резонансов одного и того же ядра.

Матричный элемент перехода (2) зависит от значений компонент волновых функций состояний, связываемых γ -переходом. Хорошо известно, например, из расчетов по квазичастично-фононной модели ядра (КФМЯ), что любое состояние заданной структуры в реальных ядрах фрагментировано по целому ряду уровней. Такие расчеты [14] показывают, что:

а. Основная сила определенного состояния обычно концентрируется в каком-то интервале энергии возбуждения ядра на нескольких его уровнях.

б. Области концентраций находятся при различных энергиях возбуждения ядра, а часть силы состояния «размазывается» в большом интервале энергий возбуждения.

Из предположения, что при каскадном распаде компаунд-состояний деформированных ядер наблюдаются усиленные переходы, ширины которых определяются структурой связываемых ими уровней, следует, что эти переходы должны наблюдаться только при определенных энергиях возбуждения ядра; причем явное усиление $\Gamma_{\lambda t}$ относительно среднего $\langle \Gamma_{\lambda t} \rangle$ значения должно в пределах точности предсказаний КФМЯ соответствовать области, где сконцентрирована сила одночастичного состояния.

Сопоставление расчетов распределения силы фрагментированных состояний $[510] \uparrow$, $[521] \downarrow$, $[501] \uparrow$, $[501] \downarrow$ и $[512] \downarrow$ со значениями интенсивности каскадов (а также жестких прямых переходов на низколежащие уровни) сделано для ^{165}Dy , ^{175}Yb , ^{179}Hf и ^{187}W на рис. 8—11.

На гистограммах сумм ΣI заштрихованы интенсивности переходов, соответствующие возбуждению известных низколежащих состояний с $N = 5$, перечисленных выше. Видно, что большое значение параметра $(\text{Cu})_p^2$, который можно предложить в качестве «меры» концентрации одноквазичастичного состояния, здесь соответствует повышенному значению интенсивности первичных переходов. Другие максимумы сумм интенсивности каскадов (т. е. максимумы $\Gamma_{\lambda t}$) в пределах характерной для КФМЯ погрешности (несколько сот килоэлектрон-вольт) соответствуют максимумам рассчитанной силы состояний $[501] \uparrow$, $[501] \downarrow$, $[521] \downarrow$ и $[510] \uparrow$.

Существенно, что наблюдаемые в эксперименте интенсивности каскадов превышают значения, предполагающие постоянство матричных элементов первичных переходов именно в ядрах, где Γ_n^0 больше среднего значения. Не наблюдаются только максимумы интенсивностей, соответствующие первичным переходам на состояния со структурой $[Nn_z\Lambda] \Sigma = [512] \downarrow$. Причины последнего эффекта не установлены. Можно только заметить, что усиления интенсивностей переходов на уровни $[512] \downarrow$ не наблюдается как в случае первичных переходов (рис. 8—11), так и в случае каскадов (табл. 3).

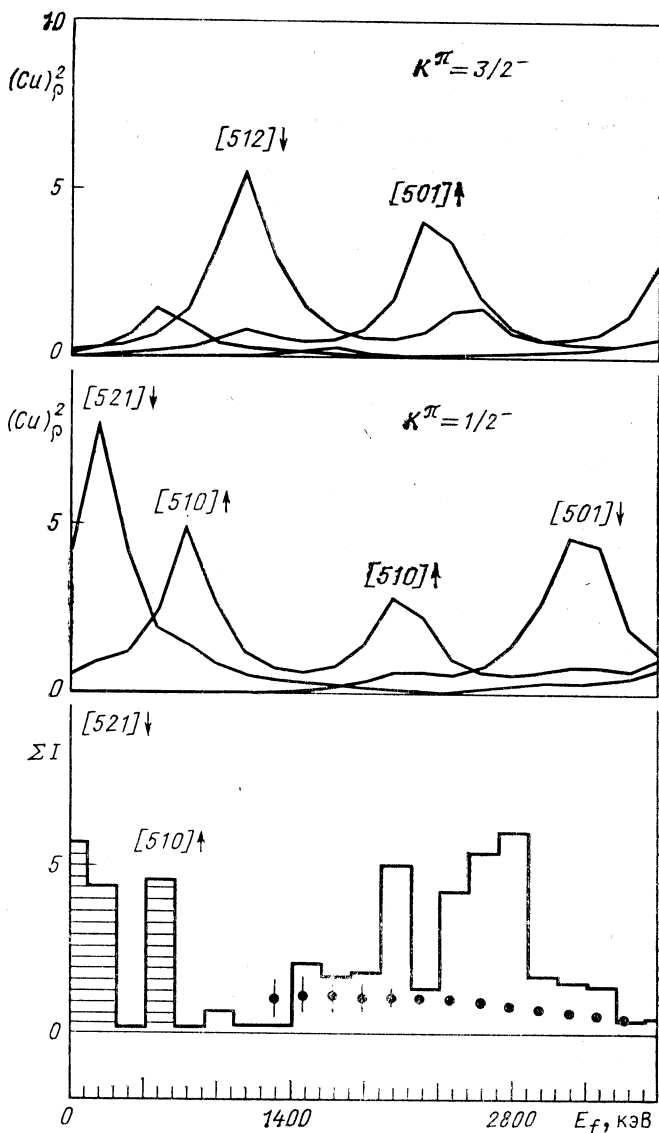


Рис. 8. Распределение сумм ΣI экспериментально выделенных интенсивностей первичных прямых и каскадных переходов и распределение силы $(Cu)_\rho^2$ фрагментации одноквазичастичных состояний в функции энергии возбуждения E_f ядра ^{166}Dy :

гистограмма — эксперимент (% на распад); сплошные линии — расчет фрагментации состояний с заданными значениями K^π (отн. ед.). Максимумы отмечены значениями асимптотических квантовых чисел $[Nn_z\Lambda] \Sigma$. Заштрихованы прямые переходы на уровни известной структуры; точки — статистический расчет значений ΣI с ожидаемыми случайными флуктуациями

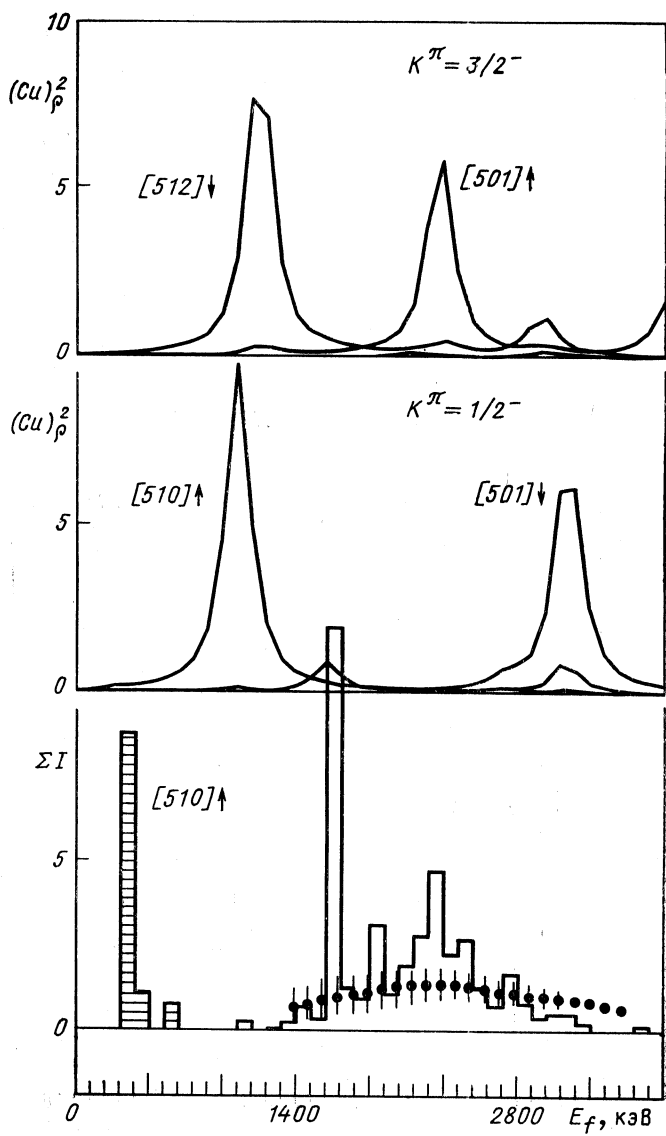


Рис. 9. То же для ^{175}Yb

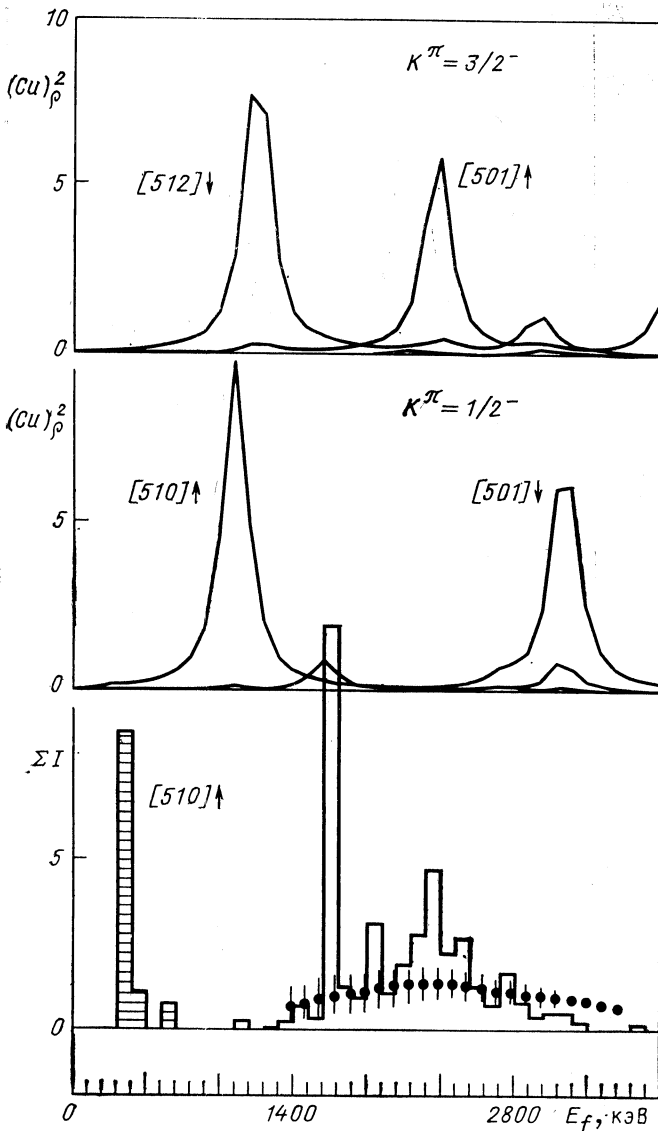


Рис. 10. То же для ^{179}Hf

Необходимо также отметить, что значения наблюдаемых эффектов (рис. 8—11) различны в различных ядрах. При этом степень превышения интенсивности каскадов при данной энергии возбуждения над ожидаемым расчетным значением связана со степенью превы-

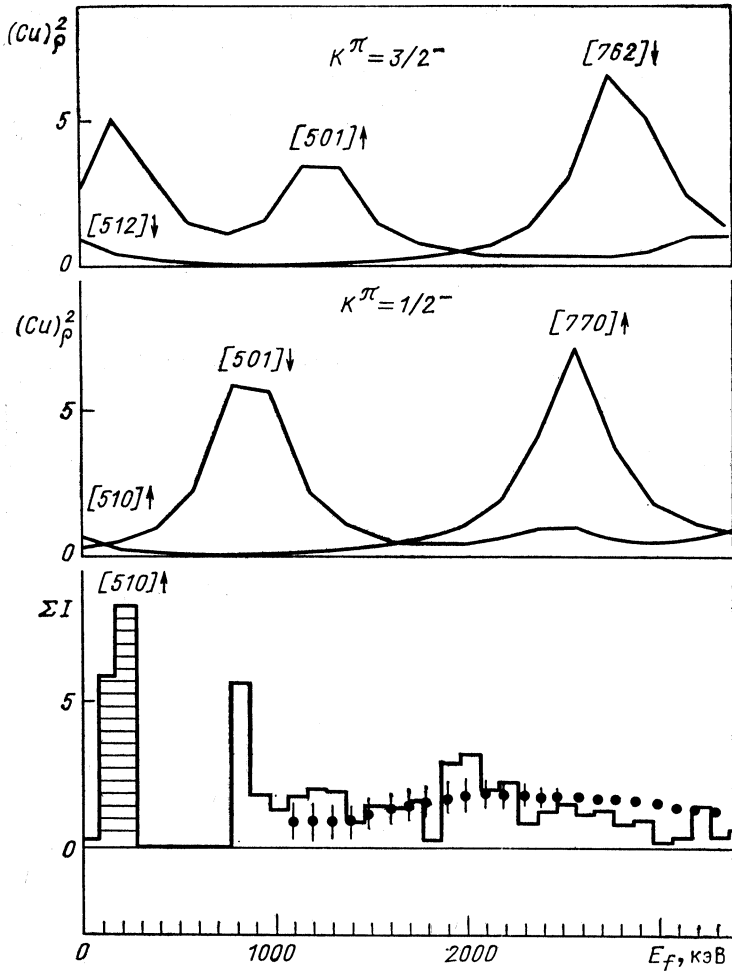


Рис. 11. То же для ^{187}W

шения сумм интенсивностей каскадов над их расчетными значениями (см. рис. 7).

Можно предполагать, что эксперимент и его анализ, выполненный до настоящего времени, позволил выявить только часть параметров, которыми можно описать процесс γ -распада.

Суммируя сказанное, можно заключить, что как форма распределения интенсивности каскадов, так и их абсолютные значения определяются структурой трех состояний: («начального», «промежуточного», «конечного», связываемых каскадом в интервале энергии возбуждения $E_t = B_n$. Это наглядно наблюдается для

четно-нечетных составных ядер. Однозначное аналогичное заключение для четно-четных ядер в настоящее время получить пока не удается в первую очередь в силу большего числа параметров, которыми необходимо описывать γ -распад (различная четность и спин компаунд-состояния, различная структура низколежащих уровней каскадов) (см. табл. 1).

Тем не менее и в четно-четных составных ядрах наблюдаются явные отклонения интенсивностей каскадов от ожидаемых значений. Это достаточно хорошо видно из данных, приведенных на рис. 14 и 15, где представлена экспериментально определенная и расчетная интенсивность каскадов в функции энергии их первичного перехода для ^{174}Yb .

Если предположить, что ожидаемые флуктуации интенсивности индивидуального каскада относительно его среднего значения описываются сверткой двух распределений Портера — Томаса (дисперсия $\sigma_{\text{ПТ}}^2 = 8$), то ожидаемые случайные флуктуации сумм интенсивностей каскадов могут превышать $\sigma_{\text{ПТ}} = 20\%$ только в том случае, если в интервал усреднения (в данном случае — 500 кэВ) попадает менее $\nu = 200$ каскадов (дисперсия суммы $\sigma_{\text{ПТ}}^2 = 8/\nu$).

Вычисления показывают, что в данном случае это возможно, при энергии первичного перехода, большей 4,2 МэВ. Следовательно, отклонения экспериментальных интенсивностей от ожидаемых при энергии первичных переходов 3,7 МэВ (см. например, рис. 14 и 15) не являются случайными.

3. ПРОЦЕДУРА РАЗЛОЖЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ КАСКАДОВ НА ДВЕ КОМПОНЕНТЫ

Распределения интенсивности каскадов между компаунд-состоянием и заданным низколежащим уровнем в любом энергетическом интервале ΔE_γ в окрестностях E_γ являются суммой интенсивностей каскадов, у которых переход E_γ либо первичен, либо вторичен. Это следует из выражения (1).

Основное предположение, на базе которого выполнено разложение интенсивности каскадов на две компоненты, заключается в следующем: сплошное распределение в интенсивностях каскадов, остающееся после исключения интенсивных, разрешенных экспериментально пиков, обусловлено возбуждением большого числа промежуточных состояний при энергии возбуждения $E_t > 0,5 B_n$. Порядок же следования квантов в выделенных интенсивных каскадах определяется индивидуально, в основном по независимому алгоритму построения схемы распада [1] в реакции $(n, 2\gamma)$ (первичный переход каскадов, имеющих общее промежуточное состояние и заканчивающихся различными конечными уровнями, имеет одну и ту же энергию в различных спектрах). Дополнительно учитывалась вся имеющаяся информация о модах распада и энергии возбужденных состояний из реакций (n, γ) , (d, p) , (d, t) , $(n, n'\gamma)$ и т. д.

Практический порог наблюдения сильных, разрешенных экспериментально каскадов с детекторами 10 %-ной эффективности реально составляет $(3-5) \cdot 10^{-4}$ случаев на распад компаунд-состояния и очень быстро снижается при увеличении эффективности использованных детекторов.

На долю разрешенных экспериментально в виде пар пиков каскадов приходится как минимум 50—70 % и более общей суммы наблюдаемой интенсивности. Оставшиеся невыделенными около 30, максимум — 50 % общей интенсивности каскадов формируют сплошное распределение, основная часть которого приходится на область энергии каскадных переходов около половины энергии каскада.

Вычитание из экспериментального распределения интенсивностей нескольких десятков узких (несколько килоэлектрон-вольт) пиков не представляет никаких затруднений. Естественно, конечно, что точность такой процедуры зависит от качества спектра, т. е. от «шумовых» флуктуаций, связанных с процедурой вычитания фона при получении экспериментальных распределений интенсивностей (см. рис. 1, 2 и 4).

Последние однозначно зависят от соотношения полезных и фоновых событий в спектрах сумм амплитуд совпадающих импульсов (площади участков 1 и 2 на рис. 2). Экспериментально требуемые соотношения могут быть достигнуты и превышены при использовании разработанных технических средств улучшения формы линии полупроводниковых детекторов — антикомптоновской защиты, режекции наложений в спектрометрических трактах и т. д.

Процесс разложения интенсивностей каскадов на компоненты первичных и вторичных переходов иллюстрирует рис. 12.

В настоящее время экспериментальные распределения интенсивностей каскадов, типа приведенных на рис. 1 и 4, разлагаются на компоненты первичных и вторичных переходов следующим образом [12]:

а. Каждый спектр делится на три части — центральную, шириной менее 1,5 МэВ, низко- и высокоэнергетические края.

б. Из низкоэнергетической части спектра исключаются пики, связанные с регистрацией известных и установленных нами вторичных переходов интенсивных каскадов.

в. В высокоэнергетической части спектров (см. рис. 1, 3 и 12) сохраняются только пики, связанные с регистрацией высокоэнергетических первичных переходов; сплошное распределение исключается.

г. В центральной части спектра половина его интенсивности приписывается первичным, а половина — вторичным каскадным переходам. Наличие этой неопределенности в методике обработки связано только с недостаточным качеством используемых детекторов, не позволяющих в настоящее время разрешить здесь заметное число каскадов невысокой интенсивности. При энергии каскада $E_K \geq 6$ МэВ относительная ширина некорректно разделяемой

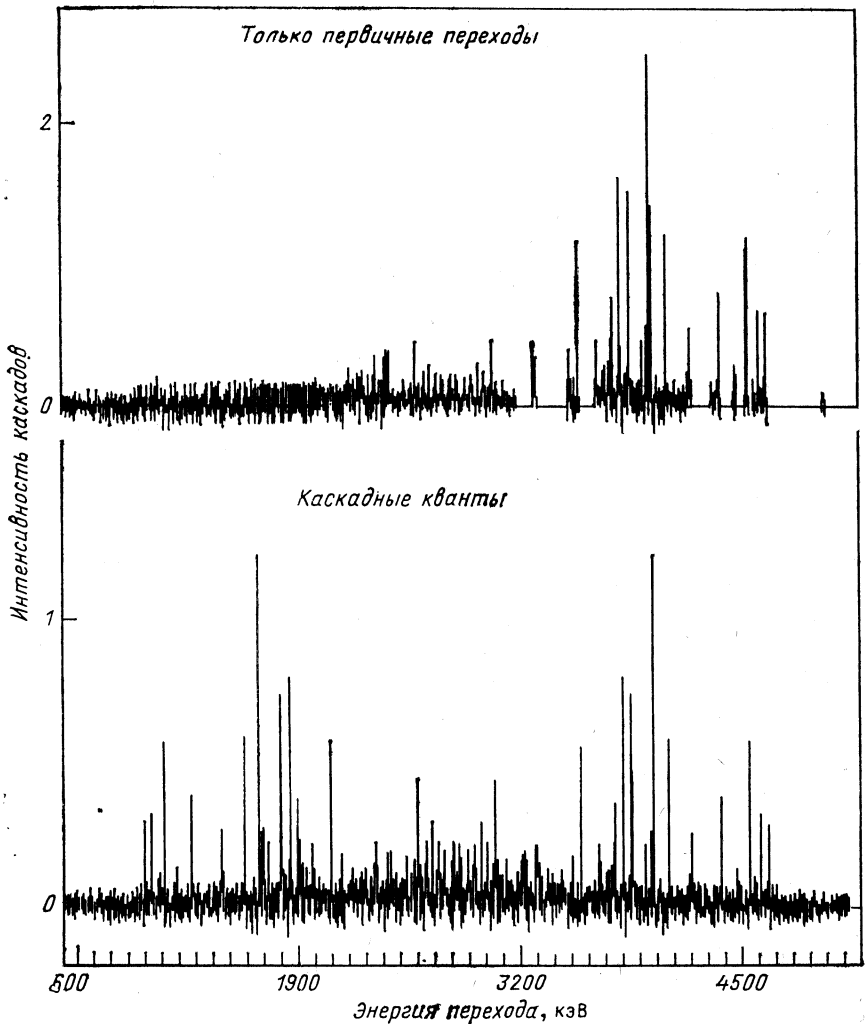


Рис. 12. Пример разложения экспериментального распределения каскадов на первое возбужденное состояние ^{181}Hf (нижняя часть рисунка) на компоненты. Площадь каждого спектра нормирована на 100 %

центральной части спектра сравнительно слабо влияет на выводы, получаемые при анализе распределений интенсивностей каскадов в функции энергии их первичного перехода. Это следует, в частности, из того, что «статистический» расчет, описанный ранее, не противоречит такому положению. При других энергиях переходов проблема систематических погрешностей в процедуре разложения

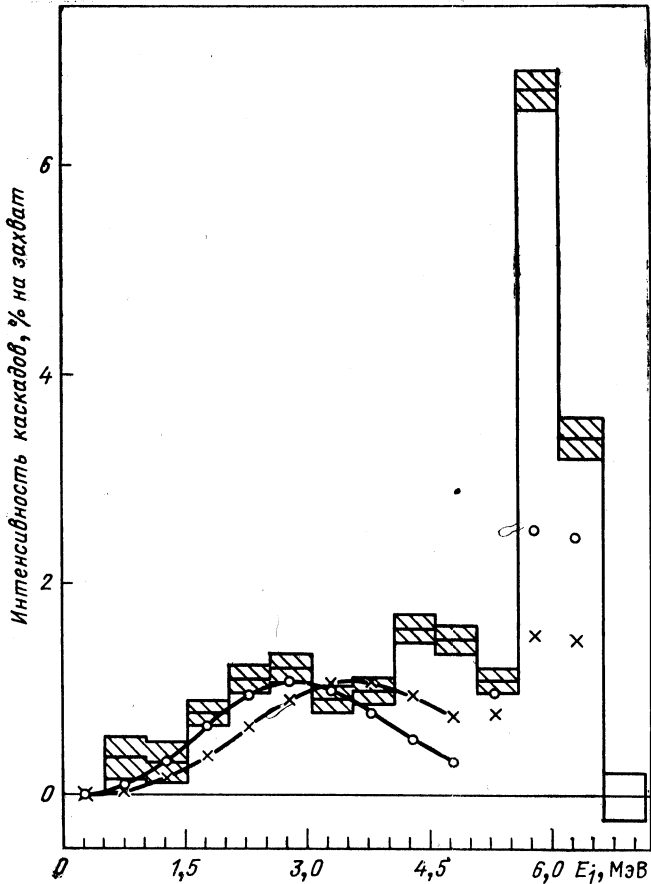


Рис. 13. Распределение интенсивности каскадов на первое возбужденное состояние ^{146}Nd . Обозначения аналогичны рис. 6

сводится к вопросу о достоверности установления схемы распада при $E_i \leq 3 \div 4$ МэВ.

Вопросы о достоверности схемы распада при энергии возбуждения сложного ядра ниже 3—5 МэВ рассматривались в [1, 16]. Исследования показали, что при энергии возбуждения ниже половины энергии связи нейтрона вероятность неверного определения порядка следования квантов в интенсивных каскадах достаточно мала. [Один ложный уровень можно ожидать не чаще, чем в десяти схемах распада, полученных в реакции $(n, 2\gamma)$].

В области малых энергий первичных переходов интенсивность каскадов при разложении, описанном здесь, может быть завышена из-за:

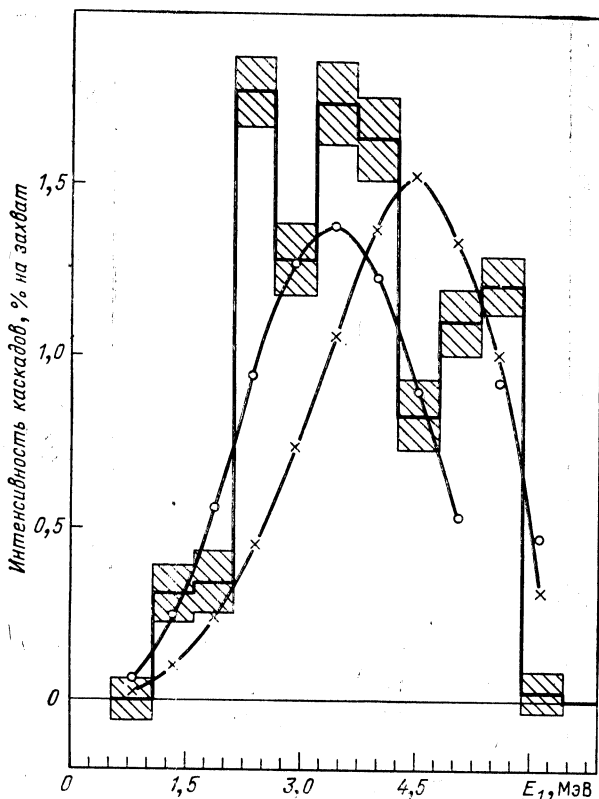


Рис. 14. Распределение интенсивности каскадов на первое возбужденное состояние ядра ^{174}Yb . Обозначения аналогичны рис. 6

а. Включения сюда неразрешенных в эксперименте каскадов малой интенсивности, энергия вторичного кванта которых менее 3 МэВ;

б. Размещения каскадов по алгоритму [1], при котором интенсивный каскад ошибочно размещался в схеме распада так, что низкоэнергетический вторичный переход принят за первичный.

Поскольку схемы распада состояний, возбуждаемых при захвате медленных нейтронов стабильными ядрами-мишенями в области редкоземельных элементов, как правило, достаточно хорошо изучены до энергии возбуждения 1–2 МэВ и иногда выше, то, в принципе, завышенные интенсивности каскадов могут проявиться только при энергии первичного перехода в интервале $1 < E_1 < 3$ МэВ.

В таких ядрах, как ^{146}Nd и ^{174}Yb , ожидать ошибочного определения интенсивности каскадов в интервале энергии первичных переходов ниже 2 МэВ по причинам, перечисленным выше, трудно.

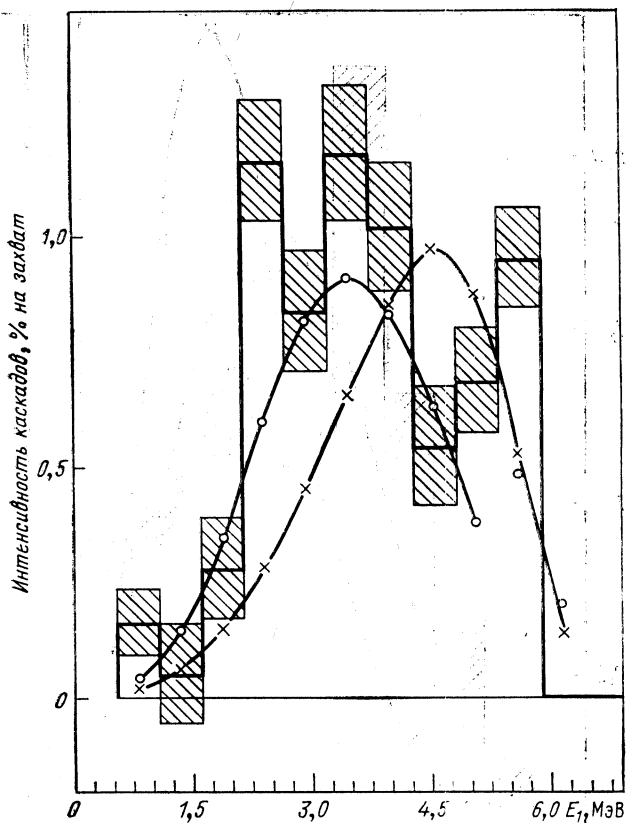


Рис. 15. Распределение интенсивности каскадов на второе возбужденное состояние ^{174}Yb . Обозначения аналогичны рис. 6

Оценки возможной систематической погрешности определения интенсивности каскадов при энергии их первичного перехода $E_1 \geq 3 \div 4$ МэВ, полученные для изученных ядер, не превышают 30 % для представленных ниже экспериментальных результатов. И в основном такие погрешности связаны со слабыми каскадами с энергией первичных переходов $E_1 \geq 3 \div 4$ МэВ, попадающими в сплошное распределение, не разрешаемое детекторами в виде отдельных пиков. Из-за практической симметрии относительно половины энергии каскада в получаемых распределениях интенсивностей эта же систематическая погрешность определения сумм интенсивностей может быть принята для каскадов с первичными переходами $E_1 \leq 3$ МэВ. Выводы, следующие из анализа соответствующих интенсивностей каскадов, поэтому являются достаточно корректными.

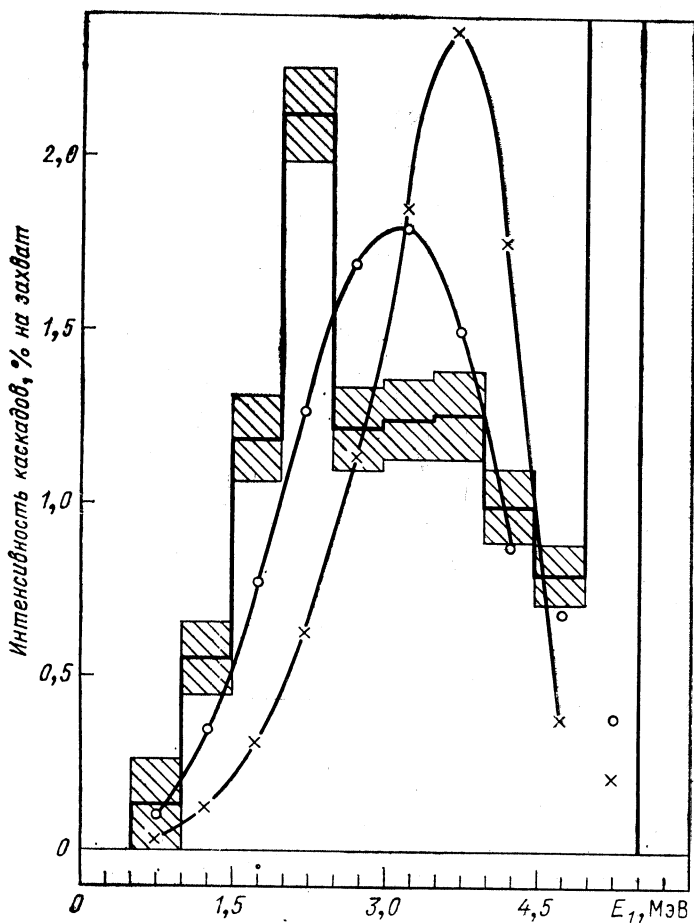


Рис. 16. Распределение интенсивности каскадов на уровень $1/2^-$ -полосы основного состояния ^{183}W . Обозначения аналогичны рис. 6

На рис. 6, 13—18 представлены в виде гистограмм интенсивности каскадов на некоторые низколежащие уровни ^{146}Nd , ^{174}Yb и ^{183}W в функции энергии их первичного перехода.

С экспериментом сопоставляются интенсивности каскадов, рассчитанные в соответствии с первым слагаемым выражения (1). В расчете использована модель ГЭДР с постоянной шириной резонанса и две модели плотности уровней. Крестики соответствуют модели ферми-газа с «обратным смещением», точки — модель плотности уровней, развитая в работах А. В. Игнатюка.

Интенсивности, как расчетная, так и экспериментальная, даны в процентах на распад компаунд-состояния и определены независимо друг от друга.

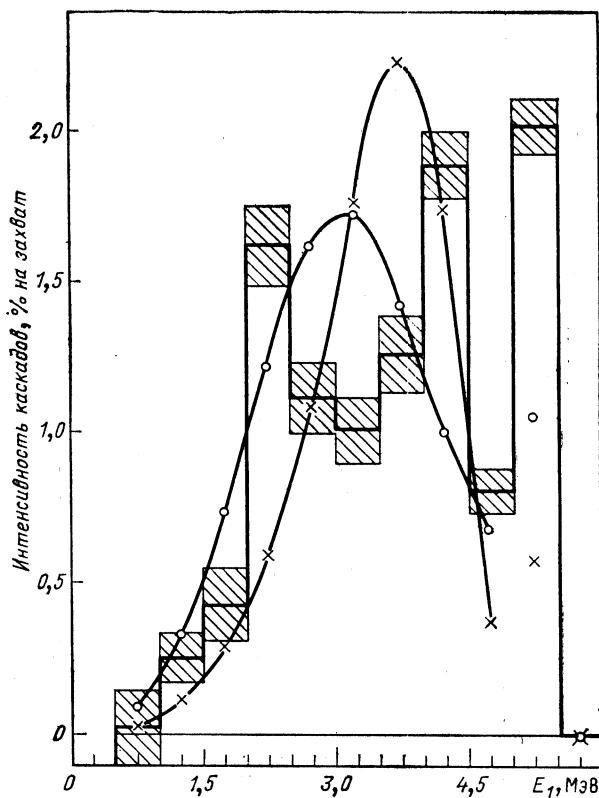


Рис. 17. Распределение интенсивности каскадов на уровень $3/2^-$ полосы основного состояния ^{183}W . Обозначения аналогичны рис. 6

Сопоставление экспериментальных и расчетных интенсивностей при различных энергиях возбуждения составных ядер ^{146}Nd , ^{174}Yb , ^{183}W показывает, что соответствия форм рассчитанного и экспериментального распределений в рамках простого модельного описания свойств возбужденных состояний $E_t \leq B_n$ достичь невозможно.

В частности, наряду с хорошим соответствием расчетных и экспериментальных интенсивностей для малых ($E_1 < 2$ МэВ) энергий первичных переходов в этих ядрах при использовании в расчетах модели плотности уровней [4] в ряде областей наблюдается заметный рост средних ширин вторичных $M1$ - и $E2$ -переходов (наиболее вероятных в этих случаях) на конечные низколежащие уровни составных ядер. Такое усиление отсутствует для вторичных переходов на уровни к $E_f \geq 1$ МэВ (детально этот вопрос рассмотрен в работе [6]; это же видно из табл. 2 и 3).

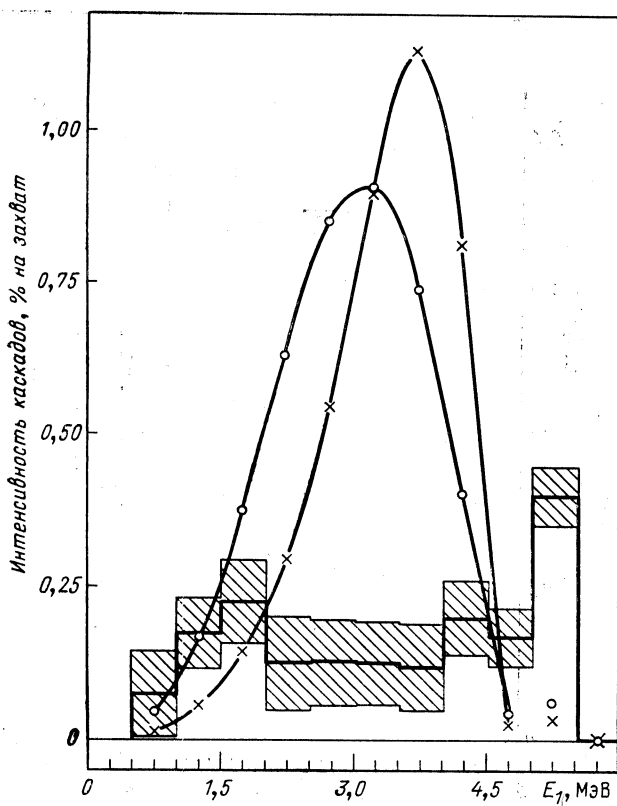


Рис. 18. Распределение интенсивности каскадов на уровень $5/2^-$ полосы основного состояния ^{183}W . Обозначения аналогичны рис. 6

Отмеченное выше несоответствие $I_{\gamma\gamma}^0$ и $I_{\gamma\gamma}^p$ для каскадов на различные уровни полосы состояния $[510]\uparrow$ в ^{183}W наблюдается на рис. 16—18.

Видно, что в широкой области первичных переходов (т. е. энергии возбуждения ядра) ширины переходов Γ_{tf} на уровень $J^\pi = 3/2^-$ меньше, чем на уровень $1/2^-$, а на $5/2^-$ такое расхождение вообще максимально.

Данный эффект не наблюдается в случае такой же полосы в ^{181}Hf . Ядра ^{181}Hf и ^{183}W отличаются в первую очередь, относительной величиной $\Gamma_n^0/\langle\Gamma_n\rangle$ резонансов, определяющих сечение захвата тепловых нейтронов (см. рис. 7). В случае ^{181}Hf , по-видимому, в эксперименте наблюдаются переходы на состояния малоквази-частичной природы; в ^{183}W — на коллективные. Другого качественного объяснения наблюдаемого эффекта мы не нашли.

4. ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ КАСКАДОВ ОТ ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНОГО ПЕРЕХОДА И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ γ -РАСПАДА

Аппаратурное распределение интенсивности каскадов (1) между компаунд-состоянием и заданным низколежащим уровнем является сверткой тех функций, которые и представляют интерес для теоретического описания свойств ядер.

Эти функции — радиационная силовая функция (РСФ) первичных переходов и плотность уровней (ПУ) в заданном интервале изменения соответствующих им квантовых чисел — могут быть извлечены из полученных в эксперименте распределений (см. рис. 1 и 4). Для этого необходимо, чтобы:

1) в полученных распределениях была бы зарегистрирована достаточно большая доля интенсивности первичных переходов распада компаунд-состояния. Опыт показывает, что практический порог такой суммы (включая прямые жесткие первичные переходы на конечные уровни каскадов) должен быть выше 80 % Γ_λ (полной радиационной ширины нейтронного резонанса);

2) полученные экспериментальные распределения были разложены на два, соответствующие первому и второму слагаемому в (1);

3) был выявлен с максимальной полнотой весь набор низколежащих уровней ядра, возбуждаемых $E1$ - и $M1$ -переходами. А затем аппроксимацией по двум точкам (нейтронные резонансы и низколежащие состояния) ПУ задана во всем интервале энергий $E_i < B_n$.

Эти условия необходимы и достаточны в настоящее время для оценки РСФ во всей области значений E_1 , изученных в эксперименте, а разработанная нами методика, описанная в предыдущем разделе, позволяет решить эту задачу (в принципе) при изучении захвата нейтронов в любых стабильных ядрах-мишенях.

Практически же доступность для определения РСФ конкретного ядра определяется только техническим обеспечением эксперимента. Германиевые детекторы примерно 10 %-ной эффективности позволяют определять РСФ в четно-нечетных составных ядрах, сечение захвата тепловых нейтронов в которых определяется резонансом с $\Gamma_n^0 \geq S_0 D_0$ для области атомных масс $137 \leq A \leq 181$. И, скорее всего, — более широкой. Возможность определения РСФ в четно-нечетных ядрах с $\Gamma_n^0 \ll S_0 D_0$, а также — в четно-четных составных ядрах скорее может быть достигнута при повышении эффективности детекторов в 2—3 раза и/или использования систем из нескольких HPGe-детекторов с эффективностью 20—30 % и более.

В этих случаях можно было бы экспериментально получать распределения интенсивности каскадов из двух последовательно испущенных переходов на несколько десятков конечных состояний исследуемого ядра.

Таким образом, из экспериментально полученных распределений, описываемых выражением (1), может быть получена зави-

СИМОСТЬ

$$\Delta I_{\gamma\gamma} = \sum_{i=1}^n \Gamma_{\lambda i}(E_{\gamma}) \Gamma_{if}(E_{\kappa} - E_{\gamma}) / \Gamma_{\lambda} \Gamma_i = \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle \langle \Gamma_{if} \rangle \langle \rho_i \rangle \Delta E_i / \Gamma_{\lambda} \Gamma_i, \quad (4)$$

где помимо средних ширин переходов и уровней Γ в явном виде присутствует плотность уровней ρ_i , возбуждаемых первичным переходом E_{γ} . Суммируя по набору наблюдаемых в эксперименте конечных состояний каскадов f , (4) можно привести к виду

$$\Delta I_{\gamma\gamma} = \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle \kappa \langle \rho_i \rangle \Delta E_i / \Gamma_{\lambda}, \quad (5)$$

где коэффициент $\kappa = \sum_f \langle \Gamma_{if} \rangle / \Gamma_i \leq 1$ зависит только от числа наблюдаемых в эксперименте конечных уровней.

Реально $\langle \kappa \rangle$ может превышать 0,8 в большом наборе четно-четных мишеней, для которых приведенная нейтронная ширина резонанса Γ_n^0 , определяющего захват нейтронов, превышает среднее значение $\langle \Gamma_n^0 \rangle$. Это ядра из области $137 \leq A \leq 181$ или даже более широкого интервала атомной массы A .

Следует отметить, что κ зависит от энергии первичного перехода: если для $E_1 \geq 0,5 B_n$ в таких ядрах κ практически должно быть равно 1, то при $E_1 < 0,5 B_n$ этот коэффициент обязан уменьшаться с уменьшением E_{γ} .

Если в (5) положить, что $\kappa = 1$, то можно из экспериментальных данных получить нижнюю оценку среднего значения радиационной ширины первичного перехода $\Gamma_{\lambda i}$:

$$\langle \Gamma_{\lambda i} \rangle \geq \Delta I_{\gamma\gamma} \Gamma_{\lambda i} / \langle \rho_i \rangle \Delta E_i. \quad (6)$$

И с учетом соотношения

$$K(E_1) = \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle / D_{\lambda} E_{\gamma}^2 A^{2/3} \quad (7)$$

найти нижнюю оценку РСФ первичных переходов. Обычно в эксперименте получается сумма интенсивностей каскадов $I_{\gamma\gamma}$ для первичных $E1$ - и $M1$ -переходов. Если в (6) использовать значение $\langle \rho_i \rangle$ только для одной четности, то из (7) будет получена нижняя оценка суммы РСФ $E1$ - и $M1$ -переходов.

Изучение реакции $(n, 2\gamma)$ на тепловых нейтронах дало богатую спектроскопическую информацию. Объем подобных данных, безусловно, возрастет многократно при изучении каскадов, возникающих при захвате нейтронов с энергией около 2 кэВ и других энергиях на фильтрованных пучках. Это непосредственно следует из обстоятельства, что при захвате в области «усредненных резонансов» флуктуации ширины $\Gamma_{\lambda i}$ уменьшаются и доля первичных переходов, имеющих интенсивность ниже $5 \cdot 10^{-4}$, уменьшается по сравнению с захватом тепловых нейтронов. Здесь также появляется и принципиальная возможность разделения вкладов $E1$ и $M1$ -переходов.

Возможности определения плотности возбужденных состояний в четно-нечетных ядрах можно продемонстрировать на примере ^{187}W . На рис. 19 представлены нарастающие суммы числа наблюдае-

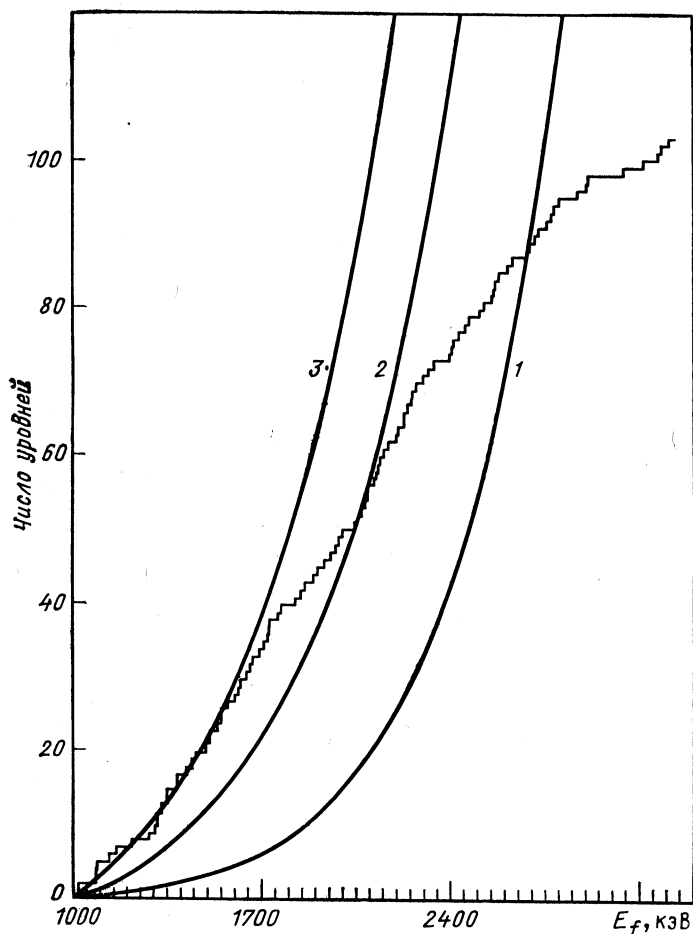


Рис. 19. Нарастающие суммы экспериментально наблюдаемых (гистограмма) и предсказываемых моделями (только с $J^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$) числа возбужденных состояний в ^{187}W в функции энергии возбуждения E_f .

мых экспериментально состояний при $E_f > 1$ МэВ и предсказания теоретических моделей. Видно, например, что модель плотности уровней А. В. Игнатюка [4] (кривая 1) в данном случае предсказывает значительно меньшую плотность возбужденных состояний, чем эксперимент.

На основании экспериментальной плотности уровней могут быть получены параметры модели ферми-газа с «обратным смещением». Подгонка выполнена для двух крайних случаев: в эксперименте наблюдаются только состояния с $\pi = -1$ (кривая 3) или состояния

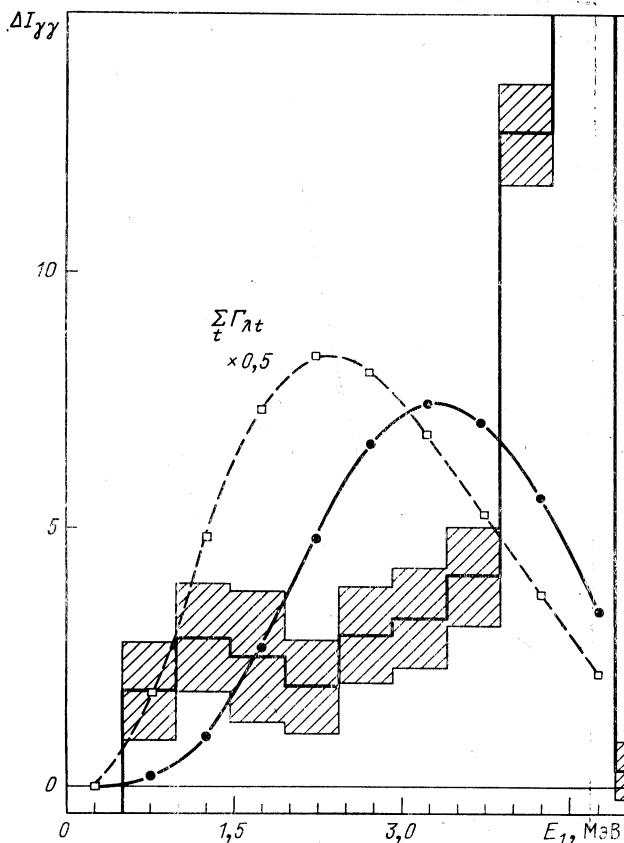


Рис. 20. Суммы интенсивностей всех наблюдаемых в реакции ^{136}Ba ($n, 2\gamma$)-каскадов в функции энергии первичного перехода (% на распад):

гистограмма — эксперимент; штриховка — коридор ошибок (только статистических); линия — расчет по статистической теории; пунктир — расчетное распределение сумм $\sum_t \Gamma_{\lambda t}$ парциальных ширин первичных переходов

обеих четностей (кривая 2). При сопоставлении следует учитывать, что расчетная плотность уровней (кривая 2) дана только для состояния с $\pi = -1$.

В предположении, что плотность состояния обеих четностей одинакова, в этом варианте удвоенные значения нарастающих сумм числа уровней достаточно хорошо совпадают с кривой 3.

Хорошее соответствие форм кривых нарастающих сумм, полученных в эксперименте ниже 1,6—1,7 МэВ, позволяет утверждать, что в этом энергетическом диапазоне могут быть установлены все уровни, возбуждаемые первичными переходами дипольного типа

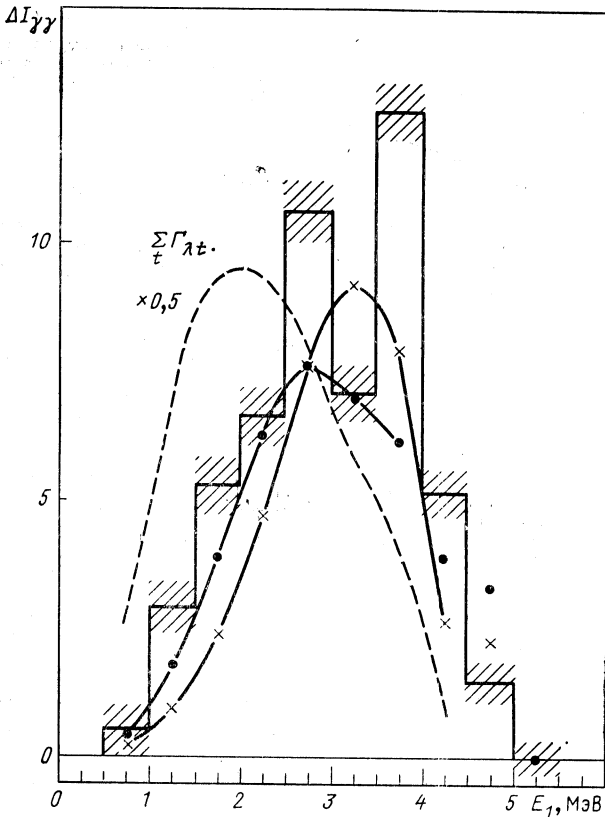


Рис. 21. То же самое — для ^{181}Hf :

точки — расчет по модели А. В. Игнатюка; крестики — по модели ферми-газа с обратным смещением

в четно-нечетном ядре. Каких-либо принципиальных ограничений на дальнейшее расширение этого интервала в настоящее время не существует.

Получены оценки РСФ для составных ядер ^{137}Ba и ^{181}Hf . На рис. 20, 21 представлены просуммированные по четырем и пяти конечным уровням каскадов их интенсивности в функции энергии первичного перехода E_1 . Эксперимент сопоставлялся с расчетом, использующим оба варианта энергетической зависимости ПУ,

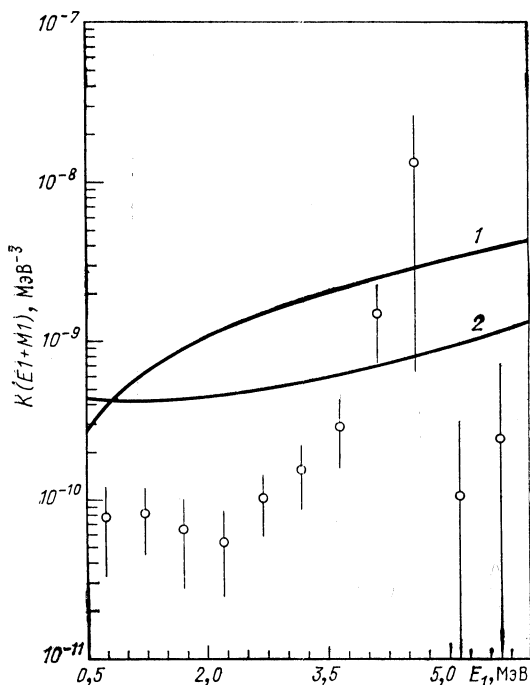


Рис. 22. Оценка РСФ для ^{137}Ba . Погрешности включают неопределенность сечения захвата, статистическую погрешность определения интенсивностей и портер-томазовских флуктуаций парциальных ширин:

1 — соответствует модели ГЭДР с постоянной шириной; 2 — модели ГЭДР, развитой в [11]

используемых выше. (Для ^{137}Ba они дают малоразличающиеся результаты.)

Необходимо отметить, что полного и достаточно хорошего соответствия экспериментальных и расчетных значений интенсивностей каскадов здесь нет. Это подтверждает вывод, сделанный в предыдущем разделе, о влиянии структур трех состояний, связываемых каскадом, на его интенсивность, поскольку расчет такую зависимость игнорирует.

Значения РСФ, полученные на основании выражений (6) и (7) для обсуждаемых ядер, даны на рис. 22, 23.

В случае ^{137}Ba $I_{\gamma\gamma} = (78 \pm 25) \% \text{ от } \Gamma_{\lambda}$; причем погрешность значения суммарной интенсивности наблюдаемых в эксперименте первичных переходов в основном связана с неопределенностью значений сечения поглощения тепловых нейтронов в ^{136}Ba [18] и в меньшей степени, с неопределенностями определения их абсолютных интенсивностей [19].

Не исключено поэтому, что в реакции $^{136}\text{Ba}(n, 2\gamma)$ наблюдались все первичные переходы распада его компаунд-состояния.

В случае ^{181}Hf в эксперименте выделено $(80 \pm 4) \% \Gamma_{\lambda}$ (52 % приходится на долю каскадов и 28 % — на долю прямых переходов на 5 низколежащих уровней ^{181}Hf).

На рис. 20 и 21 представлена расчетная сумма $\Sigma\Gamma_{\lambda i}$ для этих ядер. Характерные особенности распределения этой величины — центр и ширина максимума — слабо зависят от деталей расчета. Поэтому можно предполагать, что 20 % интенсивности первичных переходов, которые не наблюдаются в эксперименте в ^{181}Hf , связаны с первичными переходами, энергия которых меньше 2—2,5 МэВ. Если эти 20 % распределить поровну между переходами с $1 \leq E_1 \leq 2,5$ МэВ, то можно получить верхнюю оценку РСФ в этом ин-

Рис. 23. Оценка РСФ для ^{181}Hf : крестики — верхняя оценка РСФ мягких ($E \leq 2,5$ МэВ) переходов

тервале (крестики на рис. 23). Нижняя оценка на обоих рисунках дана точками.

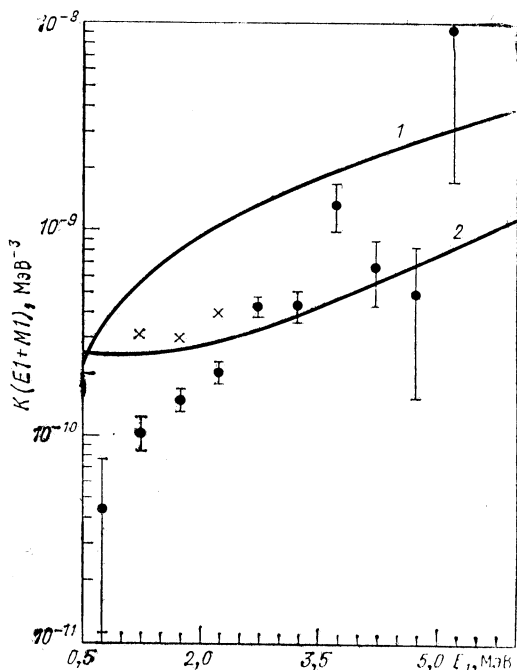
Сопоставление экспериментальных оценок РСФ с предсказаниями расчета показывает, что модель ГЭДР [постоянная ширина резонанса, лоренцева зависимость сечения обратной реакции (γ, n)] значительно хуже описывает эксперимент, чем модификация ГЭДР [11], предполагающая зависимость ширины резонанса от температуры ядра и энергии кванта. Модель [11] развита для сферического ядра. В деформированном ^{181}Hf мы применили подход [11] к параметрам двугорбой кривой ГЭДР независимо друг от друга (в предположении, что зависимость [11] справедлива для обеих компонент ГЭДР).

Полного соответствия экспериментальных и расчетных значений РСФ, как видно из рис. 22, 23, не наблюдается и в этом случае. Наблюдаемое расхождение в какой-то степени может быть объяснено следующими факторами:

а) усилением части ширин за счет одночастичных переходов между $4S$ - и $3P$ -нейтронными оболочками. Переходы с энергией E_γ , равной 4742 и 4242 кэВ, обуславливающие значительный рост РСФ в ^{137}Ba , согласно [19], возбуждают состояния $3P_{1/2}$ и $3P_{3/2}$;

б) вкладом $M1$ -переходов в полученное значение РСФ, так как мы не в состоянии определить мультипольность первичных переходов;

в) неточным определением плотности уровней ρ — для энергии переходов $E_1 \leq 4$ МэВ из-за отсутствия достаточно надежных данных о схемах возбужденных состояний ^{137}Ba и ^{181}Hf использована модельная [2] плотность состояний $\langle \rho_i \rangle$ с J^π равным $1/2^-$ и $3/2^-$. Если плотности возбуждаемых уровней в этих ядрах более точно предсказываются моделью [4] (см. рис. 5), то может быть объяснена некоторая часть несоответствия экспериментально полученных и ожидаемых РСФ согласно [11].



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана методика систематического изучения средних параметров и особенностей каскадного γ -распада компаунд-состояний сложных ядер в области возбуждений, недоступной традиционным способам анализа этого процесса.

2. Установлено наличие групп первичных переходов, ширины которых коррелируют со значениями Γ_n^0 компаунд-состояний четно-нечетных ядер $4S$ -резонанса нейтронной силовой функции, возбуждающих уровни выше $E_t > 1$ МэВ.

3. Получено наиболее простое объяснение особенностей каскадного распада ядер этой области: определяющее влияние одночастичных переходов между $4S$ - и $3P$ -оболочками на парциальные ширины части первичных переходов.

4. Разработана методика и получены оценки РСФ мягких первичных переходов в компаунд-ядрах ^{137}Ba и ^{181}Hf .

5. Определен класс ядер, в которых может быть оценена РСФ с помощью системы из двух $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов — четно-нечетные ядра с Γ_n^0 компаунд-состояния, превышающей среднее значение.

6. Предложена простая гипотеза, объясняющая полученную зависимость РСФ от энергии первичного перехода как суперпозицию одночастичных переходов между $4S$ - и $3P$ -нейтронными оболочками и переходов, ширины которых соответствуют модели ГЭДР с шириной, зависящей [11] от частоты γ -кванта и температуры ядра. Предполагаемая двухкомпонентная РСФ качественно описывает экспериментальные результаты как в сферическом ядре ^{137}Ba , так и в деформированном ^{181}Hf .

7. Для понимания процесса γ -распада необходимо дальнейшее развитие методики экспериментального изучения каскадов переходов в ядрах различного типа. В первую очередь — четно-четных деформированных ядрах в области редкоземельных элементов. В частности — необходимо как детальное экспериментальное, так и теоретическое изучение роли усиленных $M1$ - и $E2$ -переходов при возбуждениях $E_f = 2 \div 4$ МэВ, обуславливающих существенное превышение экспериментально наблюдаемых интенсивностей каскадов над модельными предсказаниями. Налицо также острая необходимость развития достаточно точного модельного описания процессов γ -распада во всей области перехода от относительно простых возбуждений к предельно сложным компаунд-состояниям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бонева С. Т., Васильева Э. В., Попов Ю. П. и др. // ЭЧАЯ. 1991. Т. 22. Вып. 2. С. 479—511.
2. Dilg W., Schantl W., Vonach H. e.a. // Nucl. Phys. 1973. Vol. A217, N 2. P. 269—298.
3. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971; Solovjev V. G. Theory of Complex Nuclei. Oxford: Pergamon Press, 1976.

4. Игнатюк А. В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
5. Вдовин А. И., Воронов В. В., Малов Л. А. и др.//ЭЧАЯ. 1976. Т. 7. Вып. 4. С. 952—988.
6. Васильева Э. В., Попов Ю. П., Суховой А. М. и др.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 857—866; Boneva S. T., Khitrov V. A., Popov Yu. P. e.a.//Z. Phys. 1988. Vol. A330. P. 153—159.
7. Балабанов Н. П., Втюрин В. А., Гледенов Ю. М. и др.//ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. Вып. 2. С. 317—363; Анджеевски Ю., Во Ким Тхань, Втюрин В. А. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-81-433. Дубна, 1981.
8. Fréhers O., Bohle D., Richter A. e.a.//Phys. Lett. B. 1989. Vol. 218, N 4. P. 439—443.
9. Boneva S. T., Васильева Э. В., Кулик В. Д. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. С. 836—840.
10. Mughabghab S. F. Neutron Cross Sections. N.Y.: Academic Press, 1984. Vol. 1. Part. B.
11. Кадменский С. Г., Маркушев В. П., Фурман В. И.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 277—283.
12. Boneva S. T., Khitrov V. A., Sukhovej A. M., Vojnov A. V. Preprint JINR E3-90-45. Dubna, 1990.
13. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Соловьев В. Г. и др.//ЭЧАЯ. 1973. Т. 4. Вып. 2. С. 357—455.
14. Малов Л. А., Соловьев В. Г.//ЯФ. 1977. Т. 26. С. 729—739; Malov L. A., Soloviev V. G.//Nucl. Phys. 1976. Vol. 270. P. 87—107.
15. Boneva S. T., Васильева Э. В., Малов Л. А. и др.//ЯФ. 1989. Т. 49. С. 944—951; Boneva S. T., Khitrov V. A., Malov L. A. e.a.//Yamada Conference XXIII, Osaka, Japan, June 12—15, 1989. Singapore, 1989. P. 372—377.
16. Boneva S. T., Васильева Э. В., Суховой А. М.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51, № 11. С. 1923—1927.
17. Boneva S. T., Васильева Э. В., Попов Ю. П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52, № 11. С. 2082—2087.
18. Koester L., Knopf K., Waschowski W.//Z. Phys. 1985. Vol. A322. P. 105—114.
19. Грошев Л. В., Дворецкий В. Н., Демидов А. М., Альваш М. С.//ЯФ. 1969. Т. 10. С. 681—689.