

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

15 8-12

P3-87-513

С.Т.Бонева, Э.В.Васильева, Ю.П.Попов,  
А.М.Суховой, В.А.Хитров, Ю.С.Язвицкий

КАСКАДНЫЙ  $\gamma$ -РАСПАД  
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ ЯДЕР  
 $^{163}\text{Dy}$ ,  $^{167}\text{Er}$  И  $^{179}\text{Hf}$

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik"

1987

## I. Введение

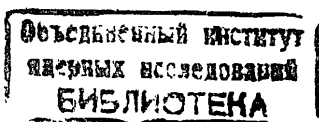
При исследовании двухквантовых каскадов, возникающих при захвате тепловых нейтронов ядрами  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{164}\text{Dy}$ ,  $^{167}\text{Er}$  и  $^{174}\text{Yb}$  /1,2/, наблюдались эффекты, которые нельзя объяснить в рамках современной статистической теории ядерных реакций:

а) Экспериментальные значения суммарной интенсивности таких каскадов превосходят значения, рассчитанные в рамках модельного описания каскадного  $\gamma$ -распада при общепринятых в настоящее время предположениях о радиационных ширинах и плотности возбуждённых состояний ядер.

б) В чётно-нечётных деформированных ядрах  $^{165}\text{Dy}$  и  $^{175}\text{Yb}$  усиление полной интенсивности двухквантовых каскадов происходит в основном за счёт относительно небольшого числа каскадов, проходящих через промежуточные состояния с энергией возбуждения в области 2-4 МэВ.

в) Наблюдается зависимость интенсивности каскадов от структуры конечных состояний, возбуждаемых ими.

Продолжая эти исследования, мы провели измерения интенсивности двухквантовых каскадов между компаунд-состоянием и несколькими фиксированными уровнями с энергией их возбуждения  $E_f \leq 1$  МэВ в ядрах-продуктах  $^{163}\text{Dy}$ ,  $^{167}\text{Er}$  и  $^{179}\text{Hf}$ . Эти деформированные ядра находятся в области 4S -максимума нейтронной силовой функции. Здесь ранее были отмечены /3/ систематические отклонения от статистической теории  $\gamma$ -распада при радиационном захвате нейтронов в резонансах.



## 2. Эксперимент

Измерения выполнены на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем в режиме бустера-размножителя нейтронов. Двухквантовые каскады регистрировались спектрометром ( $\gamma$ - $\gamma$ )-совпадений /4/ с суммированием амплитуд совпадающих импульсов (метод САСИ). В спектрометре использованы  $Ge(Li)$ -детекторы с объёмом более  $100 \text{ см}^3$  и разрешением  $3+4 \text{ кэВ}$  по  $\gamma$ -линии  $^{60}\text{Co}$ . Совпадения, вызванные захватом тепловых нейтронов, отбирались по методу времени пролёта нейтронов. Использованы образцы с обогащением по исследуемому изотопу более 90%.

Подробно методика эксперимента /4/ и обработки /5/ данных описана ранее. Она позволяет определить энергию компонент и относительную интенсивность различных двухквантовых каскадов, разряжающих компаунд-состояния, образовавшиеся при захвате теплового нейтрона ядром-мишенью А на фиксированные известные низколежащие состояния конечного ядра. Данные об энергии возбуждения, спине и структуре этих состояний приведены в табл. I. Для  $^{163}\text{Dy}$  изучены двухквантовые каскады на 7 конечных уровней,  $^{179}\text{Hf}$  - на 10, для  $^{167}\text{Er}$  - только на один конечный уровень. Последнее связано с тем, что приблизительно 50% совпадений в использованном образце было обусловлено распадом компаунд-состояния  $^{168}\text{Er}$ . Из-за более высокой энергии каскадов в этом ядре соотношение пик/подложка в спектре САСИ ядра  $^{167}\text{Er}$  оказалось наихудшим среди всех изученных таким способом к настоящему времени ядер.

На рис. I в качестве примера представлен типичный спектр, полученный при регистрации двухквантовых каскадов между компаунд-состоянием  $^{163}\text{Dy}$  и его низколежащим уровнем. Подобные спектры ниже названы /4/ дифференциальными (ДС).

Каждый двухквантовый каскад в ДС изображается двумя равно-великими пиками полного поглощения энергии компонент каскада. Пики, как и весь ДС, симметричны относительно половины энергии

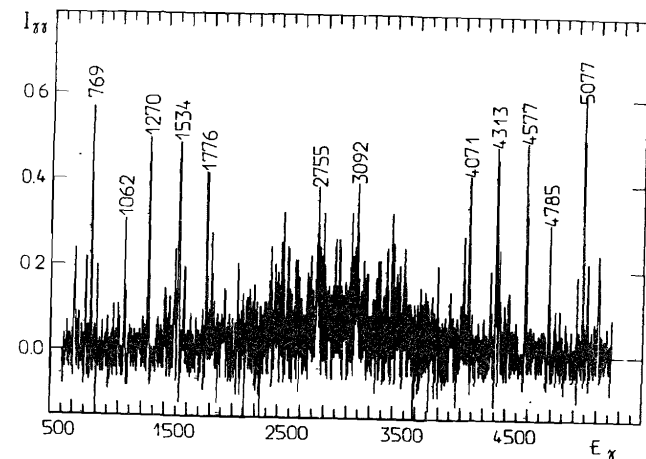


Рис. I. Распределение интенсивности двухквантовых каскадов с суммарной энергией 5848 кэВ из реакции  $^{162}\text{Dy}(n, 2\gamma)$ . Отмечены энергии (кэВ) части наиболее интенсивных каскадов. Площадь спектра нормирована на 100.

каскада. Непрерывная компонента между разрешёнными пиками обусловлена неразрешёнными аппаратурой каскадами малой интенсивности.

Наиболее сильные двухквантовые каскады выделены из спектров, типа приведённого на рис. I, и частично размещены /6,7/ в схемах  $\gamma$ -распада ядер  $^{163}\text{Dy}$  и  $^{179}\text{Hf}$ . При сопоставлении отношений интенсивности таких каскадов к общей площади ДС с рассчитанной на основе литературных данных экспериментальной интенсивностью (процентов на распад) этих же каскадов были найдены абсолютные значения  $I_{\gamma\gamma}^E$  суммы всех двухквантовых каскадов между компаунд-состоянием и заданным низколежащим уровнем.

## 3. Модельный расчёт интенсивности двухквантовых каскадов

Площадь  $S_{\gamma\gamma}$  любого участка дифференциального спектра в энергетическом интервале  $\Delta E_\gamma$  определяется выражением (I) через парциальные (два индекса) и полные (один индекс) гамма-ширины:

$$S_{\gamma\gamma} = 2 \mathcal{X} I_{\gamma\gamma}(E_\gamma, E_\kappa) = \mathcal{X} \left[ \sum_{g=1}^n \frac{\Gamma_{\lambda g}(E_\gamma) \Gamma_{g f}(E_\kappa - E_\gamma)}{\Gamma_\lambda \Gamma_g} + \sum_{h=1}^m \frac{\Gamma_{\lambda h}(E_\kappa - E_\gamma) \Gamma_{h f}(E_\gamma)}{\Gamma_\lambda \Gamma_h} \right]. \quad (I)$$

Индексы  $\lambda$ ,  $g$ ,  $h$  и  $f$  у радиационных ширин обозначают начальное, два промежуточных и конечное состояния каскадов соответственно;  $n$  - число промежуточных уровней в интервале  $\Delta E_\gamma$  для каскадов с первичным квантом  $E_\gamma$ ;  $m$  - аналогичная величина для каскадов с первичным квантом  $(E_\kappa - E_\gamma)$ ;  $\mathcal{X}$  - нормировочный коэффициент, учитывающий эффективность детекторов, геометрические факторы и др. Два слагаемых в этом выражении отражают тот факт, что эксперимент не различает, является ли квант с энергией  $E_\gamma$  первичным или вторичным.

Расчёт сумм в выражении (I) выполнялся по статистической теории  $\gamma$ -распада при следующих предположениях:

1. Радиационные ширины определялись для E1-переходов по модели ГЭДР, M1 и E2 - по модели Вайскопфа.
2. Более высокие мультипольности в расчёте не учитывались, так как в эксперименте не наблюдались каскады с разностью спинов начального и конечного состояний  $|I_\lambda - I_f| > 3$ .
3. Для задания плотности уровней ниже энергии связи нейтрона использовалась модель ферми-газа с учётом оболочечных неоднородностей одночастичного спектра с помощью метода оболочечной поправки В.М.Струтинского.
4. Учитывались известные экспериментальные данные об отношениях средних парциальных ширин для  $\gamma$ -переходов мультипольностей E1, M1 и E2 для  $E_\gamma \approx 5$  МэВ):

$$I_\gamma(E1) : I_\gamma(M1) : I_\gamma(E2) = 1 : 0,15 : 0,006.$$

5. Для промежуточных уровней каскадов с энергией  $E_M \leq 1$  МэВ в расчёте использовалось не модельное описание плотности уровней,

а экспериментальные значения энергий, квантовых чисел и мод распада низколежащих уровней.

#### 4. Сопоставление результатов расчёта и эксперимента

Измеренные в эксперименте и полученные в расчёте суммы интенсивностей всех двухквантовых каскадов между состояниями  $\lambda$  и  $f$  сравниваются в табл. I. Порог регистрации  $\gamma$ -квантов при обработке был выбран равным 0,52 МэВ, поэтому вклад в приведённые в табл. I значения  $I_{\gamma\gamma}^2$  вносят каскады через все промежуточные уровни с энергией возбуждения  $E_M$  в пределах  $V_n - 0,52 \geq E_M \geq E_f + 0,52$  МэВ. Большое число каскадов, вносящих свой вклад в  $I_{\gamma\gamma}$ , обеспечивает значительное уменьшение флуктуаций этой величины из-за флуктуаций парциальных радиационных ширин каскадных переходов. Поэтому значения величин  $I_{\gamma\gamma}^2$  и их суммы по конечным уровням  $f$  двухквантовых каскадов должны отражать наиболее общие закономерности  $\gamma$ -распада исследуемых ядер. Ранее полученные результаты [1-3] сводятся к наиболее существенному качественному заключению: в деформированных ядрах из области 4S-максимума нейтронной силовой функции происходит существенное усиление части парциальных радиационных ширин каскадных переходов. Вероятный механизм усиления - наличие достаточно больших малоквазичастичных компонент в структуре трёх уровней, связываемых двухквантовыми каскадами. Это обеспечивает нарушение основного постулата статистической теории - равенства в среднем всех компонент волновой функции. Исходя из этого положения, можно проанализировать роль трёх групп уровней в каскадном распаде.

##### 4.1. Начальные состояния

Из сопоставления сумм интенсивностей двухквантовых каскадов  $\sum I_{\gamma\gamma}^2$  с расчётными значениями  $\sum I_{\gamma\gamma}^T$  для составного ядра  $^{179}_{Hf}$  видно, что, как ранее для ядер  $^{165}_{Dy}$  [1] и  $^{175}_{Yb}$  [2], наблюдается явное превышение экспериментальных значений относительно модельного

Таблица I

Экспериментальная  $I_{\chi\chi}^{\beta}$  и расчётная  $I_{\chi\chi}^T$  интенсивность двухквантовых каскадов на уровнях  $E_f$  ротационных полос состояний  $K [N_2 \Lambda]$  (процентов на распад)

Компунд- -ядро	$E_f$	$I_{\pi}$	$K^{\pi} [N_2 \Lambda]$	$I_{\chi\chi}^{\beta}$	$I_{\chi\chi}^T$			Вероятная мультипольность квантов каскадов	
					5	6	7		
163 Dy	0	5 <sup>-</sup>	5 <sup>-</sup> [523]	5,9±0,4	4,7	1,2	8	E1+M1	
	75	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> [523]	1,1±0,2	0,09	I2	8	E1+E2	
	250	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup> [642]	2,7±0,2	3,7	0,7	8	E1+E1 (M1+M1)	
	351	1 <sup>-</sup>	1 <sup>-</sup> [521]	5,2±0,4	4,7	1,1	8	E1+M1	
	390	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> [521]	4,9±0,9	4,4	1,1	8	E1+M1	
	413+421	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup> [521] + 1/2 [521]	6,3±1,1	6,2	1,0	8	E1+M1	
	475	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> [521]	1,5±0,5	1,9	0,8	8	E1+M1	
				$\Sigma I_{\chi\chi}$	27,6±1,3	25,7	1,1		

167 E2	208	1 <sup>-</sup>	1 <sup>-</sup> [521]	I2	4	7,8	1,5	8	E1+M1
	214	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> [514]	2,1±0,9	0,03	70	8	E1+E2	
	375	1 <sup>-</sup>	1 <sup>-</sup> [510]	15,5±1,6	6,3	2,5	8	E1+M1	
	421	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> [510]	16,5±2,1	6,0	2,8	8	E1+M1	
179 Hf	476	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> [510]	7,6±0,6	3,6	2,1	8	E1+M1	

Продолжение таблицы I

I	2	3	4	5	6	7	8	
								518
179 Hf	614	1 <sup>-</sup>	1 <sup>-</sup> [521]	9,5±1,6	4,7	2,0	8	E1+M1
	679	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> [521]	3,8±0,8	4,1	0,9	8	E1+M1
	701	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> [521]	2,6±0,5	2,1	1,2	8	E1+M1
	721	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup> [512]	3,1±0,7	3,8	0,8	8	E1+M1
	788	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> [512]	2,7±0,8	1,8	1,5	8	E1+M1
				$\Sigma I_{\chi\chi}$	67,4±3,7	36,0	1,9	

Примечание: 1) В каскадах с наиболее вероятной последовательностью переходов типа E1+M1 возможна примесь E2-переходов.

2) Дана только статистическая погрешность значений  $I_{\chi\chi}^{\beta}$ .

Их систематическая погрешность определяется систематической погрешностью абсолютных интенсивностей первичных  $\gamma$ -переходов, использованных для нормировки.

расчёта. В  $^{163}\text{Dy}$  такого превышения нет. Для ядра  $^{167}\text{Er}$  возможности превышения  $I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$  над  $I_{\gamma\gamma}^{\text{т}}$  на основании данных табл. I исключить нельзя.

В рамках выдвинутой ранее гипотезы  $/1,2/$  величина  $R_{\gamma\gamma}$  должна зависеть от значения  $\Gamma_n^{\circ}$  компаунд-состояния в силу найденных при теоретическом анализе  $/7/$  особенностей структуры высоковозбуждённых состояний и их  $\gamma$ -распада.

а) Значение  $\Gamma_n^{\circ}$  пропорционально квадрату суммы вкладов одноквазичастичных компонент волновой функции резонанса.

б) Парциальные ширины  $\Gamma_{\lambda g}$  первичного  $\gamma$ -перехода из резонанса  $\lambda$ , определяемые квадратом матричного элемента  $M_{\lambda g}$   $\gamma$ -перехода на одноквазичастичный уровень  $g$ , зависят как от тех же самых компонент, так и более сложных - типа трёхквазичастичных и квазичастица плюс фонон. На основании факта, что ширины  $\Gamma_n^{\circ}$  и  $\Gamma_{\lambda g}$  зависят от одних и тех же одноквазичастичных компонент волновой функции, теоретический анализ  $/7/$  предсказывает, в частности, возможность корреляции  $\Gamma_n^{\circ}$  и  $\Gamma_{\lambda g}$  для  $K$ -разрешённых ЕП-переходов на уровни простой структуры. При этом согласно  $/7/$  более сложные, чем одноквазичастичные, компоненты волновой функции резонанса работают против такой корреляции. В исследованных нами к настоящему времени чётно-нечётных ядрах наибольшее усиление значений  $I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$  относительно  $I_{\gamma\gamma}^{\text{т}}$  наблюдается именно в тех случаях, когда каскад начинается из компаунд-состояния, одноквазичастичные компоненты которого велики (т. е.  $\Gamma_n^{\circ}$  больше среднего значения  $\langle \Gamma_n^{\circ} \rangle$ ), а заканчивается практически чистым одноквазичастичным состоянием с  $K^{\pi} = \frac{1}{2}^{-}$ .

Данных о значениях  $I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$  в отдельных резонансах одного и того же ядра в настоящее время нет. Поэтому некоторые предварительные заключения о возможности наличия корреляции  $I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$  и  $\Gamma_n^{\circ}$  компаунд-состояния могут быть получены только при сопоставлении значений  $R_{\gamma\gamma}$  в ядрах одного и того же типа с относительными значениями  $\Gamma_n^{\circ} / \langle \Gamma_n^{\circ} \rangle$  тех резонансов, которые определяют значения сечения захвата тепловых

нейтронов в каждом из исследованных ядер.  $\Gamma_n^{\circ} / \langle \Gamma_n^{\circ} \rangle$  можно рассматривать как меру одночастичности начального состояния.

При анализе необходимо учитывать, что сумма интенсивностей каскадов по конечным уровням  $f$  согласно (I) в первую очередь определяется отношением парциальных радиационных ширин к полной радиационной ширине. Поэтому линейная форма регрессии значений  $I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$  на параметр  $\Gamma_n^{\circ} / \langle \Gamma_n^{\circ} \rangle$  не может наблюдаться даже в случае 100% корреляции  $\Gamma_n^{\circ}$  и  $\Gamma_{\lambda g}$ .

Предположим, что для коррелирующих ширин  $\Gamma_{\lambda g}$  и  $\Gamma_n^{\circ}$  компаунд-состояния имеется линейная связь среднего значения квадрата матричного элемента и значения  $\Gamma_n^{\circ} / \langle \Gamma_n^{\circ} \rangle$ :

$$\langle M_{\lambda g}^2 \rangle = a + b \Gamma_n^{\circ} / \langle \Gamma_n^{\circ} \rangle. \quad (2)$$

Здесь  $a$  и  $b$  - некоторые неизвестные параметры. Тогда отношение  $R$  интенсивности каскадов при наличии корреляции ( $b \neq 0$ ) к интенсивности каскадов в случае отсутствия корреляции ( $b = 0$ ) может быть выражено следующей функцией:

$$R = \frac{1 + k \alpha \Gamma_n^{\circ} / \langle \Gamma_n^{\circ} \rangle}{1 + k \Gamma_n^{\circ} / \langle \Gamma_n^{\circ} \rangle}. \quad (3)$$

Значения констант  $k$  и  $\alpha$  в выражении (3) определяются как параметрами  $a$  и  $b$  выражения (2), так и прочими особенностями ядра, в котором предполагается наличие корреляции. При выводе (3) предполагалось, что все коррелирующие переходы являются первичными переходами двухквантовых каскадов. Оставшиеся некоторым образом распределены между двухквантовыми каскадами и остальными модами  $\gamma$ -распада.

Из факта практического постоянства полных радиационных ширин резонансов данного ядра следует, что положительная корреляция части первичных переходов  $\Gamma_{\lambda g}$  и  $\Gamma_n^{\circ}$  может компенсироваться уменьшением парциальных ширин оставшихся переходов. В таком случае форма зависимости  $R_{\gamma\gamma}$  от  $\Gamma_n^{\circ} / \langle \Gamma_n^{\circ} \rangle$  должна быть не столь детерминированной, как это следует из (3).

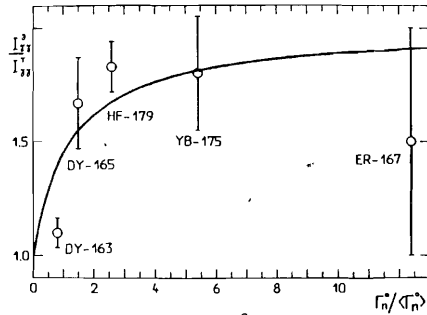


Рис. 2. Зависимость отношения  $\frac{\sum I_{\gamma\gamma}^{\ominus}}{\sum I_{\gamma\gamma}^{\Gamma}}$  от значений  $\frac{\Gamma_n^{\ominus}}{\langle \Gamma_n^{\ominus} \rangle}$  для чётно-нечётных деформированных ядер. Значение  $\Gamma_n^{\ominus}$  определено посредством взвешивания по вкладу в сечение захвата тепловых нейтронов величин  $\Gamma_n^{\ominus}$  резонансов, определяющих  $\mathcal{C}_a$ .

Имеющиеся в настоящее время данные по отношениям  $\frac{\sum I_{\gamma\gamma}^{\ominus}}{\sum I_{\gamma\gamma}^{\Gamma}}$ , как видно из рис. 2, довольно хорошо описываются выражением (3) при подобранных коэффициентах  $\alpha = 2$  и  $K = 0,8$ .

Следовательно, данные по интенсивности двухквантовых каскадов гипотезе корреляции части парциальных ширин и  $\Gamma_n^{\ominus}$  резонансов не противоречат.

Представленная на рис. 2 связь величин  $R_{\gamma\gamma}$  и  $\frac{\Gamma_n^{\ominus}}{\langle \Gamma_n^{\ominus} \rangle}$  указывает на зависимость парциальных ширин первичных  $\gamma$ -переходов от приведённой нейтронной ширины. В то же время возможности влияния каких-либо дополнительных параметров на экспериментальные значения  $R_{\gamma\gamma}$  исключать нельзя.

#### 4.2. Промежуточные состояния каскадов

Различие значений  $I_{\gamma\gamma}^{\ominus}$  для  $^{163}\text{Dy}$  и  $^{179}\text{Hf}$  можно попытаться связать с различием форм распределений интенсивности двухквантовых каскадов в этих ядрах - т. е. с влиянием структуры их промежуточного уровня.

На рис. 3 представлена рассчитанная по статистической теории форма тех же каскадов, экспериментальные значения которых приведены на рис. 1.

Сопоставление экспериментальных и расчётных распределений показывает, что в  $^{163}\text{Dy}$  (рис. 1 и 2) они в общих чертах совпадают. Другими словами, интенсивность пиков при приближении энергии одного из переходов к половине энергии каскада  $E_k$  падает, а их число быстро растёт. В отличие от  $^{163}\text{Dy}$  в  $^{165}\text{Dy}$  /1/ во всех ДС наблюдалось увеличение интенсивности каскадов в районе  $E_{\gamma} \approx 0,5 E_k$  - такая форма спектра наряду со значительным превышением  $R_{\gamma\gamma}$  над единицей позволяет выявить область возбуждений, в которой в первую очередь следует проводить поиск корреляций  $\Gamma_{\lambda\gamma}$  и  $\Gamma_n^{\ominus}$  для ядер с атомным весом  $A \approx 165$ . Это район половины энергии связи нейтрона.

Интенсивные каскады в  $^{179}\text{Hf}$  (см. рис. 2 из работы /9/) наблюдаются в соответствующих ДС в районе энергий  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma} = (\frac{1}{3} \cdot \frac{1}{4}) E_k$  (и симметрично им относительно  $0,5 E_k$ ). В изотопах  $^{163}\text{Dy}$  и  $^{179}\text{Hf}$  энергия связи нейтрона и среднее расстояние между резонансами практически совпадают. Поэтому различия значений  $R_{\gamma\gamma}$  в отмеченных ядрах следует приписать именно различию процесса  $\gamma$ -распада, а не возможной неточности отдельных параметров моделей, на которых базируется расчёт  $I_{\gamma\gamma}^{\ominus}$ .

Ряд особенностей  $\gamma$ -распада ядер диспрозия и гафния можно выявить при детальном сопоставлении форм расчётных и экспериментальных распределений интенсивности двухквантовых каскадов. Это сопоставление проделано аналогично /2/ на рис. 4 и 5. Видно, что в случае  $^{163}\text{Dy}$  (в отличие от остальных изученных деформированных ядер) согласие расчёта и эксперимента достаточно хорошее. Особенности каскадов на уровне  $\frac{7}{2}^-$  анализируются ниже.

Общая тенденция, наблюдаемая в случае  $^{179}\text{Hf}$  (рис. 5), повторяет выявленную ранее /2/ в  $^{175}\text{Yb}$ , т. е. при малых энергиях одного из каскадных переходов ( $E_{\gamma} \lesssim 1,4 \text{ МэВ}$ ) расчётные и экспериментальные

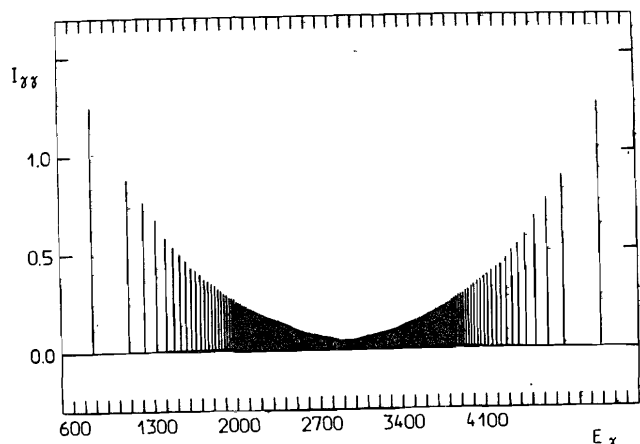


Рис. 3. Рассчитанное распределение интенсивности двухквантовых каскадов из компаунд-состояния  $^{163}\text{Dy}$  на уровень 422 кэВ. При сопоставлении с данными рис. 1 конечное разрешение эксперимента может быть учтено умножением на коэффициент  $\approx 0,3$ .

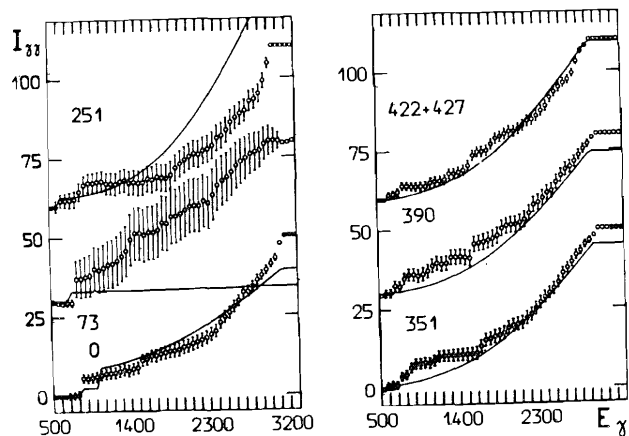


Рис. 4. Зависимость значений нарастающих сумм интенсивностей двухквантовых каскадов  $I_{\gamma\gamma}$  ядра  $^{163}\text{Dy}$  от энергии  $E_{\gamma}$  (кэВ) одного из каскадных переходов. Цифры – энергия конечного уровня каскада. Точки – эксперимент, линия – расчёт.

распределения совпадают, а при больших энергиях – суммы интенсивностей каскадов в интервалах, на которые разбивается анализируемый ДС, существенно превышают значения, получаемые в расчёте. Наибольшее различие форм спектров в  $^{179}\text{Hf}$ , как и ранее для  $^{175}\text{Yb}$ , наблюдается для двухквантовых каскадов на уровне ротационной полосы состояния  $I_{\frac{1}{2}}^{-}$  [510]. При повышении энергии возбуждения конечного уровня каскадов и, следовательно, усложнении структуры различие форм распределений убывает.

Относительно  $^{163}\text{Dy}$  можно отметить, что взаимная увязка данных, представленных на рис. 1, 2 и 4, возможна, если предположить, что увеличение интенсивности каскадов одновременно компенсируется пропорциональным уменьшением их числа в каждом из интервалов полученных спектров.

Наблюдаемые в эксперименте двухквантовые каскады естественным образом делятся на две группы: большое число слабых каскадов в форме сплошного распределения и малое число интенсивных, экспериментально [8,9] выделенных из ДС в виде небольшого числа пар сильных пиков. Ранее на примере подобных каскадов в  $^{165}\text{Dy}$  [1],  $^{168}\text{Er}$  и  $^{175}\text{Yb}$  [2] было показано, что их интенсивность безусловно превышает те пределы, которые допускает статистическая теория  $\gamma$ -распада.

На рис. 6 представлена сумма абсолютных интенсивностей всех сильных каскадов, наблюдаемых в  $^{179}\text{Hf}$  в функции энергии их первичного перехода, полученная из данных [9]. Для сравнения на рисунке нанесены значения аналогичной величины, полученной в расчёте. Для расчётных точек также приведены ожидаемые статистические флуктуации. Значения флуктуаций расчётных интенсивностей однозначно определяются числом каскадов, приходящимся на интервал энергии, если предположить, что ширины первичных переходов каскадов флуктуируют в соответствии с распределением Портера-Томаса.

Общая площадь экспериментальной гистограммы рис. 6 соответствует приблизительно 40% общей интенсивности всех первичных



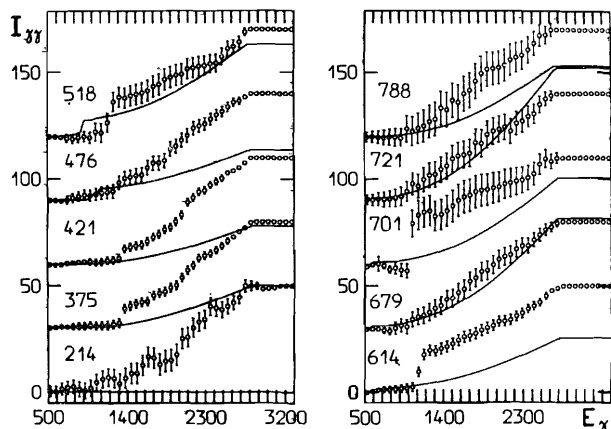


Рис. 5. Нарастающие суммы интенсивностей двухквантовых каскадов в  $^{179}\text{Hf}$ . Обозначения аналогичны рис. 4.

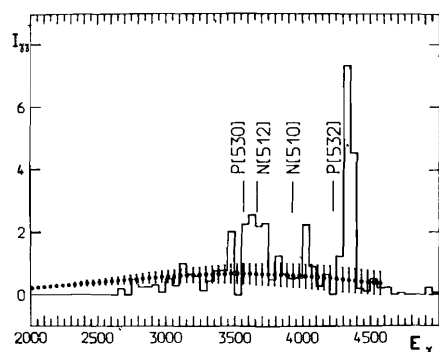


Рис. 6. Суммы абсолютных интенсивностей двухквантовых каскадов в  $^{179}\text{Hf}$  в зависимости от энергии первичного  $\gamma$ -перехода  $E_\gamma$ . Гистограмма - эксперимент, точки - расчёт, "ошибки" точек - ожидаемая величина портер-томасовских флуктуаций сумм парциальных радиационных ширин.

переходов в  $^{179}\text{Hf}$ . Ещё около 30% приходится на долю сплошного широкого распределения малой амплитуды, обусловленного большим числом каскадов малой интенсивности. Поэтому можно считать, что наблюдаемые на рис. 6 пики соответствуют имеющемуся в  $^{179}\text{Hf}$  увеличению силовой

функции первичных  $\gamma$ -переходов. Положения максимумов, как видно из рис. 6, хорошо коррелируют с рассчитанными [10] положениями одно-квазичастичных состояний деформированного потенциала со значениями  $K^\pi = \frac{1}{2}^-$  и  $\frac{3}{2}^-$  для группы ядер с  $A \approx 181$ . В то же время общая форма гистограммы очень похожа на аналогичную зависимость, наблюдавшуюся [12] в  $^{175}\text{Yb}$ , но сдвинутую на 0,4 МэВ относительно энергии связи нейтрона.

Наблюдаемые на рис. 6 максимумы обусловлены возбуждением малого числа промежуточных уровней, не превышающего 2-3 на интервал 50 кэВ. В то же время теоретический анализ модельного [11] описания волновых функций сложного ядра показывает, что фрагментация одноквазичастичных состояний в энергетической области 2-3 МэВ выше основного состояния происходит таким образом, что сила состояния концентрируется только на нескольких уровнях ядра.

Следовательно, данные рис. 6 находятся в качественном согласии с имеющимися к настоящему времени теоретическими предсказаниями свойств возбуждённых состояний сложного ядра.

Роль отмеченных каскадов в распаде  $^{179}\text{Hf}$  наглядно проявляется на рис. 5, где группы сильных каскадов обуславливают значительные вариации скорости изменения значений нарастающих сумм интенсивностей каскадов в функции энергии одного из их  $\gamma$ -переходов.

#### 4.3. Конечные состояния

Ещё один аспект каскадного  $\gamma$ -распада выявлен при сопоставлении интенсивности каскадов на близлежащие уровни с одинаковым значением  $I^\pi$ , отличающиеся прочими квантовыми характеристиками. Этот эффект наблюдался ранее в  $^{175}\text{Yb}$  [12], где двухквантовые каскады на конечные состояния с  $I^\pi = \frac{5}{2}^-$ , отличаясь по суммарной энергии на 0,7%, имеют различающиеся примерно в 4 раза интенсивности.

В  $^{179}\text{Hf}$  также наблюдается отмеченный эффект зависимости от квантовых характеристик конечного уровня каскада. Как видно

из табл. 1, каскады на конечные уровни  $^{179}\text{Hf}$  с  $E_f = 476$  и  $518$  кэВ имеют отличающиеся примерно в два раза интенсивности. При этом, как и в  $^{175}\text{Yb}$ , каскады на конечный уровень с  $K^\pi = \frac{1^-}{2^-}$  усилены как относительно расчётной оценки, так и относительно значений каскадов, возбуждающих состояние  $K^\pi = \frac{5^-}{2^-}$ .

Объяснить наблюдаемый эффект можно в принципе либо влиянием квантового числа  $K$ , либо структуры конечных уровней каскадов на парциальные ширины вторичных  $\gamma$ -переходов. В первом случае известное из ядерной спектроскопии явление запрета по квантовому числу  $K$  должно быть экстраполировано на энергии возбуждения, не меньше  $E_M \approx 3$  МэВ. Во втором случае следует предположить, что структура промежуточных уровней каскадов такова, что матричные элементы переходов на уровни полосы состояния  $\frac{1^-}{2^-} [510]$  усилены относительно прочих переходов.

Расчленение каскадного процесса и выделение индивидуальных его зависимостей от каких-либо параметров ядра в некоторой степени условно. Это наглядно следует из того факта, что возможность наблюдения зависимости  $I_{\gamma\gamma}^3$  от  $K$  конечного уровня обусловлена усилением интенсивности каскадов на уровни полосы  $\frac{1^-}{2^-} [510]$ . Выше было показано, что усиление может быть объяснено наличием корреляций  $\Gamma_n^0$  компаунд-состояния и парциальных радиационных ширин  $K$ -разрешённых первичных переходов.

#### 4.4. Переходы мультипольности E2

Обращает на себя внимание (табл. 1) тот факт, что суммарные интенсивности двухквантовых каскадов на уровни с  $I^\pi = \frac{7^-}{2^-}$  сильно отличаются от аналогичных величин всех оставшихся каскадов. Единственное отличие - изменение спина на три единицы, что требует, чтобы одним из квантов каскада был бы чистый E2-переход. Альтернативная ситуация - каскад типа (M1+M2)-переходов - представляется маловероятной с точки зрения существующих данных о процессе  $\gamma$ -распада

компаунд-состояния. Порядок следования квантов в каскадах с изменением  $\Delta I = 3$  с этой же точки зрения тоже вполне определён: первичные E1- и вторичные E2-переходы. Большая разница значений  $I_{\gamma\gamma}^3$  и  $I_{\gamma\gamma}^1$  для каскадов с  $\Delta I = 3$  наблюдалась в  $^{165}\text{Dy}$  /1/ и выявляется при детальном анализе в  $^{175}\text{Yb}$  /2/.

С целью исключения индивидуальных особенностей конкретных ядер проведён анализ интенсивностей только тех каскадов, которые возбуждают достаточно высоколежащие промежуточные уровни, например,  $E_M > 1$  МэВ.

В табл. 2 сравниваются расчётные и экспериментально измеренные интенсивности для каскадов с энергией промежуточного уровня больше

Таблица 2

Интенсивности двухквантовых каскадов на уровни  $I^\pi = \frac{7^\pm}{2^\pm}$  в чётно-нечётных ядрах для энергии возбуждения промежуточного уровня  $E_M > 1$  МэВ (процентов на распад компаунд-состояния)

Ядро	$I^\pi$ конечного уровня	$I_{\gamma\gamma}^3$	$I_{\gamma\gamma}^1$
$^{163}\text{Dy}$	$\frac{7^-}{2^-}$	$0,85 \pm 0,2$	0,02
$^{165}\text{Dy}$	$\frac{7^+}{2^+}$	(1,5)	0,03
$^{175}\text{Yb}$	$\frac{7^-}{2^-}$	$1,7 \pm 0,4$	0,08
$^{179}\text{Hf}$	$\frac{7^-}{2^-}$	$2,1 \pm 0,9$	0,03

Примечание: Указанная погрешность определения значения  $I_{\gamma\gamma}^3$  не учитывает вероятности  $I_{3\gamma}$  регистрации трехквантового каскада в форме двухквантового. Для использованной геометрии эксперимента максимально возможное значение  $I_{3\gamma}$  не превышает 0,3% на распад.

1 МэВ. Видно, что интенсивности каскадов, один из квантов которых должен быть E2-переходом, слабо флуктуируют от ядра к ядру.

Значение  $R_{\gamma\gamma}$  для четырех ядер в среднем равно  $\approx 40$ . При сопоставлении отношений  $I_{\gamma\gamma}^2/I_{\gamma\gamma}^1$  из табл. 2 с аналогичными значениями  $R_{\gamma\gamma}$  (табл. I) каскадов преимущественно дипольного типа видно, что радиационная силовая функция E2-переходов при уменьшении энергии возбуждения возрастает относительно её значения для компаунд-состояния по крайней мере на порядок. Это усиление должно наблюдаться по крайней мере до энергии  $E_M \approx 0,5 B_n$ , поскольку практически линейный рост значений сумм интенсивностей каскадов, приведённых на рис. 5,6, возможен только в таком случае.

### 5. Заключение

Таким образом, следует заключить, что каскадный  $\gamma$ -распад деформированных ядер является процессом, который нельзя описать адекватно с помощью простой экстраполяции закономерностей статистической теории на широкую область возбуждений ниже энергии связи нейтрона.

• Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные результаты допускают качественное объяснение в рамках единой гипотезы о влиянии малоквазичастичных компонент волновых функций трёх уровней каскада на парциальные ширины связывающих их  $\gamma$ -переходов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Попов Ю.П. и др.-ЯФ, 1984, т. 40, с. 573.
2. Васильева Э.В. и др.-ЯФ, 1986, т. 44, с. 857.
3. Khitrov V.A. et al. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Plenum Press, N.Y., 1979, p. 655.
4. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, Р15-82-706, Дубна, 1982.
5. Сужовой А.М., Хитров В.А.-ПТЭ, 1984, № 5, с. 27.

6. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбуждённых атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983, с. 13.
7. Соловьёв В.Г. и др.-ЭЧАЯ, 1972, т. 3, в. 4, с. 770.
8. Бонева С.Т. и др.-Изв. АН СССР, сер. физ., т. 50, с. 1832.
9. Бонева С.Т. и др. ОИЯИ, Р6-86-493, Дубна, 1986.
10. Гареев Ф.А. и др.-ЭЧАЯ, 1973, т. 4, в. 2, с. 357.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 июля 1987 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Бонева С.Т. и др.

P3-87-513

Каскадный  $\gamma$ -распад компаунд-состояний ядер  $^{163}\text{Dy}$ ,  $^{167}\text{Er}$  и  $^{179}\text{Hf}$

Приводятся результаты исследования двухквантовых каскадов в компаунд-ядрах  $^{163}\text{Dy}$ ,  $^{167}\text{Er}$  и  $^{179}\text{Hf}$ . Качественное объяснение расхождения наблюдаемых и рассчитанных интенсивностей каскадов достигнуто в предположении, что парциальные ширины каскадных переходов зависят от одноквазичастичных компонент трех уровней, связываемых ими. При сопоставлении с ранее исследованными  $^{165}\text{Dy}$  и  $^{175}\text{Yb}$  выявлено значительное увеличение радиационной силовой функции E2-переходов в деформированных ядрах при уменьшении энергии соответствующих квантов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Т.Ф.Дроздовой

Boneva S.T. et al.

P3-87-513

Cascade  $\gamma$ -Decay of Compound-State of the Nuclei  $^{163}\text{Dy}$ ,  $^{167}\text{Er}$  and  $^{179}\text{Hf}$

The results of study on two-quanta cascades in the compound-nuclei  $^{163}\text{Dy}$ ,  $^{167}\text{Er}$  and  $^{179}\text{Hf}$  are given. The qualitative explanation of the difference in observed and calculated cascade intensities was achieved under assumption that partial widths cascade transitions depend on one-quasiparticle components of the three levels connected with them. In a comparison with earlier data on  $^{165}\text{Dy}$  and  $^{175}\text{Yb}$  there was revealed a considerable growth of the radiative strength function for the E2-transitions in deformed nuclei with decreasing transition energy.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987