

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

РЗ-85-731

Э.В.Васильева, Ю.П.Полов, А.М.Суховой,
В.А.Хитров, Ю.С.Язвickий

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ДВУХКВАНТОВЫХ γ -КАСКАДОВ
ПРИ ЗАХВАТЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ
ЯДРАМИ ^{143}Nd , ^{167}Er И ^{174}Yb

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1985

ВВЕДЕНИЕ

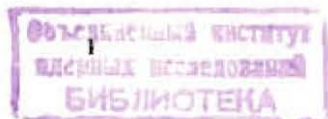
Исследование /1/ двухквантовых каскадов, возникающих в реакции $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)^{165}\text{Dy}$ на тепловых нейтронах, показало, что экспериментальные значения интенсивностей каскадов, идущих с захватного состояния на низколежащие состояния ядра с большим вкладом одноквази-частичных компонент, значительно превышают значения, полученные на основе статистической теории при предположениях о плотности уровней и радиационных ширинах ^{165}Dy в рамках общепринятых моделей. Наибольшее различие отмечено для каскадов, идущих через промежуточные уровни с энергией возбуждения 2-4 МэВ. В этой энергетической области предсказывается локализация одноквази-частичных состояний с $K^\pi = 1/2^-, 3/2^-$ /2/. Было высказано предположение, что усиление интенсивности каскадов обусловлено одноквази-частичными компонентами волновых функций всех 3-х состояний, участвующих в каскадах /1/. (Ядро ^{165}Dy лежит в области 4S - максимума нейтронной силовой функции, поэтому состояние, образовавшееся после захвата нейтрона, должно иметь большую одноквази-частичную компоненту). Это предположение получило дополнительное подтверждение в работе /3/, где была найдена корреляция интенсивности каскадов в реакции $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)$ и эффективных сечений реакции $^{164}\text{Dy}(d, p)^{165}\text{Dy}$.

Экспериментальное изучение каскадов в реакции $(n, 2\gamma)$ было продолжено на других ядрах-мишенях из области 4S - максимума нейтронной силовой функции. Исследовались каскады при радиационном захвате нейтронов сферическим ядром ^{143}Nd и деформированными ядрами ^{167}Er и ^{174}Yb . Часть результатов - в основном спектроскопическая информация, полученная по данным о сильных разрешенных аппаратурой двухквантовых каскадах, - была опубликована ранее /4-7/.

В данной работе анализируются интенсивности разрешенных и неразрешенных каскадов, усредненные по интервалу 50-100 кэВ.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения выполнены на пучке реактора ИР-30 с помощью спектрометра $(\gamma-\gamma)$ - совпадений на двух $\text{Ge}(\text{Li})$ - детекторах. Реактор



работал в режиме бустера - размножителя при частоте импульсов мощности 100 I/c. Подробно техника измерений и методика обработки данных описаны в работах /8,9/. В ходе эксперимента регистрировались двойные совпадения импульсов $Ge(Li)$ - детекторов. Для каждого акта совпадений фиксировались три кода: коды 2-х амплитуд совпадающих импульсов от каждого из детекторов и код времени пролета нейтрона, давшего совпадения. По окончании цикла измерений производилась сортировка информации: выделялись совпадения, вызванные тепловыми нейтронами, и для них строились спектры сумм амплитуд совпадающих импульсов (САСИ). Пример такого спектра приведен на рис.1. Все спектры САСИ имеют четкие пики. В высокоэнергетической части они идентифицируются как пики полного поглощения энергии любых двухквантовых каскадов, идущих с захватного состояния на основной уровень или на известные возбужденные уровни конечного ядра. Данные об энергии возбуждения и прочих параметрах конечных уровней каскадов приведены в таблице 1.

Пики полного поглощения в спектре САСИ обусловлены такими случаями совпадений, когда в одном из детекторов полностью поглотившись один из квантов каскада, а в другом детекторе - другой. Спектры, накопленные из кодов амплитуд этих импульсов, принадлежащих одному детектору (далее называются дифференциальными спектрами /ДС/ /8/), содержат информацию о распределении интенсивностей двухквантовых каскадов с одной и той же суммарной энергией, т.е. заселяющих одно и то же конечное состояние, но отличающихся энергией промежуточного уровня. Существенно, что в ДС двухквантовому каскаду соответствуют два равновеликих пика, положение каждого из них определяется полной энергией компонент каскада, при этом практически отсутствует /8/ непрерывная часть, характерная для формы линии одиночного $Ge(Li)$ -детектора. Это значительно упрощает расшифровку ДС, позволяя достаточно надежно определять относительную интенсивность как разрешенных, так и неразрешенных каскадов, входящих в данный ДС. Энергетическая зависимость эффективности регистрации детекторами γ -излучения в интервале 0,5-8,5 МэВ была определена с помощью γ -квантов реакции $^{35}Cl(n, \gamma)$. Примеры распределений интенсивностей двухквантовых каскадов приведены в /4-7/.

Из полученных распределений были определены суммы интенсивностей $I_{\gamma\gamma}^E$ двухквантовых каскадов на заданный низколежащий уровень. Соответствующие значения приведены ниже в таблице 1. При использованном в эксперименте пороге регистрации 0,52 МэВ данные величины включают интенсивности любых каскадов, если только энергия их промежуточных уровней лежит на 0,52 МэВ ниже энергии связи нейтрона. Вели-

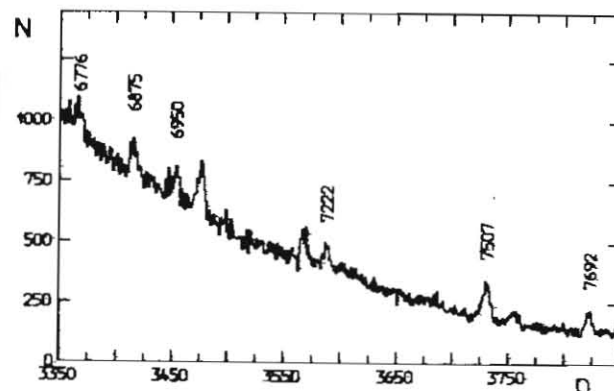


Рис.1. Спектр сумм амплитуд совпадающих импульсов ядра-мишени ^{167}Er , n - номер канала, N - число отсчетов; энергии пиков - кэВ.

чины $I_{\gamma\gamma}^E$ определены путем сопоставления измеренных /5-7/ отношений интенсивностей некоторых наиболее интенсивных каскадов к сумме всех двухквантовых каскадов и известных из литературных данных интенсивностей соответствующих каскадных γ -переходов.

Ниже экспериментальные результаты сопоставляются с результатами расчетов, выполненных на основе статистической теории γ -распада. Сравниваются как интенсивности всех двухквантовых каскадов на данный низколежащий уровень $I_{\gamma\gamma}^E$, так и формы $I_{\gamma\gamma}(E_{\gamma}, E_c)$ экспериментальных и расчетных распределений интенсивностей тех каскадов, у которых энергия одного из переходов лежит в интервале ΔE в районе E_{γ} .

ОСНОВНЫЕ МОМЕНТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Площадь $S_{\gamma\gamma}$ участка ДС в интервале ΔE определяется выражением

$$S_{\gamma\gamma} = \alpha I_{\gamma\gamma}(E_{\gamma}, E_c) = \alpha \left[\sum^n \frac{\Gamma_{\lambda g}(E_{\gamma}) \Gamma_{\lambda f}(E_c - E_{\gamma})}{\Gamma_{\lambda} \Gamma_f} + \sum^m \frac{\Gamma_{\lambda h}(E_c - E_{\gamma}) \Gamma_{\lambda f}(E_{\gamma})}{\Gamma_{\lambda} \Gamma_h} \right] \cdot |I|$$

Два слагаемых в этом выражении отражают тот факт, что эксперимент не различает, является ли квант с энергией E_{γ} первичным или вторичным. В выражении $|I|$ $I_{\gamma\gamma}(E_{\gamma}, E_c)$ - сумма интенсивностей кас-

кадов, энергия E_γ одного из переходов которых попадает в интервал ΔE ; E_c - полная энергия каскадов; Γ - радиационные ширины (с одним индексом - полные, с двумя - парциальные). Индексы λ , g , h и f у радиационных ширин обозначают начальное, два промежуточных и конечное состояния каскадов соответственно; n - число промежуточных уровней в интервале ΔE для каскадов с первичным квантом E_γ ; m - аналогичная величина для каскадов с первичным квантом $E_c - E_\gamma$; α - коэффициент, учитывающий эффективность детекторов, геометрические факторы и т.д.

Расчет сумм в выражении /1/ выполнялся по статистической теории γ -распада при различных предположениях о радиационных ширинах и плотностях уровней. Для радиационных ширин приняты модели:

м о д е л ь № 1 - модель Вайскопфа, описывающая зависимость радиационных ширин от энергии E^{2L+1} , где L - мультипольность излучения;

м о д е л ь № 2 - модель гигантского электрического дипольного резонанса (ГЭДР) для переходов Е1 вместе с моделью Вайскопфа для переходов М1 и Е2.

Так как в эксперименте не наблюдались каскады, для которых разность спинов начального и конечного состояний превышает 3, то расчет ограничивался только тремя указанными выше типами переходов. Вероятность выхода каскадов определяется согласно /1/ только отношениями средних парциальных ширин $\Gamma_{ie}(L)$ переходов к полным радиационным ширинам уровней Γ_i . Это отношение может быть выражено через силовые функции $S(L) = \langle \Gamma_{ie} \rangle / (E_\gamma^{2L+1} D_i)$ переходов разной мультипольности L для энергии перехода E_γ и расстояния D_i между распадающимися уровнями как

$$\Gamma_{ie}(L)/\Gamma_i = \delta S(L) E_\gamma^{2L+1} / \sum_j (\delta S(L) E_\gamma^{2L+1}). \quad /2/$$

Здесь через $\delta S(L)$ обозначено отношение силовых функций γ -переходов разного типа (включая Е1) к силовой функции Е1-переходов. Возможные квантовые числа возбуждаемого уровня j прямо определяются типом перехода E_γ . Известные модели парциальных ширин однозначно определяют значения $S(L)$ при любой энергии E_γ ; поэтому для однозначности результата расчета необходимо задать отношение силовых функций только при одной фиксированной энергии перехода. Соответствующие данные для исследованных ядер были определены согласно /10/ для $E_\gamma \leq B_n$. Для ^{144}Nd был выполнен также расчет и по модифицированной /11/ модели ГЭДР.

Для плотности уровней ниже энергии связи нейтрона приняты модели: №3 - модель ферми-газа с обратным смещением с параметрами из /12/

для момента инерции ядра, равного половине твердотельного; модель №4 - модель ферми-газа с учетом оболочечных неоднородностей одночастичного спектра /13,14/. В этой модели параметр a в формуле плотности уровней при энергии возбуждения u определяется выражением

$$a(u) = (0,048 A + 0,257 A^{2/3}) [1 + (1 - \exp(-0,062 u) \delta E_0 / u)]. \quad /3/$$

Здесь A - атомный вес, а δE_0 - величина оболочечной поправки В.М.Струтинского /13/. Дополнительно в этой модели учитывалось увеличение плотности уровней за счет вибрационных типов возбуждения /13/. Значение параметра δE_0 в /3/ подбиралось таким, чтобы точно воспроизвести плотность нейтронных резонансов. Для всех исследованных нами ядер оно оказалось очень близким к приведенному в /13/.

При расчетах по обеим моделям ниже энергии возбуждения (равной 1,1+2,4 МэВ для разных ядер) учитывались реальные 15-20 низколежащих уровней с известными параметрами /15/. Результаты расчета сравниваются с экспериментом в таблицах 1 и 2. В таблице 1 сопоставляются экспериментальные величины I_{γ}^E с расчетом по набору моделей №2 и №3, дающих хорошее согласие с экспериментом для каждого из наблюдаемых низколежащих уровней. Анализ части данных из табл.1 приводится в последующих разделах.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ РАСЧЕТОВ

А. Суммарная интенсивность каскадов

В табл.2 сопоставляются расчетные и экспериментальные значения суммарной интенсивности $\sum I_{\gamma}^E$ всех выделенных двухквантовых каскадов, полученные из данных табл.1 путем суммирования значений I_{γ}^E для разных конечных уровней каскадов. Для всех 3-х исследованных ядер теоретические оценки относительно слабо зависят от применяемой модели плотности уровней. Напротив, оценки очень чувствительны к форме энергетической зависимости радиационных ширин. Видно, что модель №1 для радиационных ширин не дает согласия с экспериментом, поэтому она далее не рассматривается. Ближе всего к экспериментальным значениям оценки, полученные в комбинации моделей 2 + 4. Для ядер ^{144}Nd и ^{168}Er теоретические значения ниже экспериментальных примерно на 25%, но для ^{175}Yb экспериментальные значения почти вдвое превосходят теоретические.

Отметим, что расхождение теоретических и экспериментальных результатов не может быть следствием портер-томазовских флуктуаций парциальных ширин, т.к. во всех случаях сравниваются значения сумм

Таблица 1

Компаунд-ядро, J^π -компаунд-состояния, энергии каскадов $\sum E_{\gamma}$ и их конечного уровня E_f , I^π - его спин и четность; $I_{\gamma\gamma}^E$ - экспериментальный, $I_{\gamma\gamma}^r$ - расчетный выходы каскадов (в процентах на 1 распад компаунд-состояния)

Ядро J^π	$\sum E_{\gamma}$ кэВ	E_f кэВ	I^π	$I_{\gamma\gamma}^E$	$I_{\gamma\gamma}^r$	$I_{\gamma\gamma}^{r(a)}$
^{144}Nd	7819	0	0^+	$3,7 \pm 1,1$	3,3	3,8
	7121	696	2^+	32 ± 3	13,7	13,6
	6504	1314	4^+	$7,3 \pm 1,4$	6,0	5,6
	6308	1510	3^-	$3,9 \pm 1,0$	7,7	5,7
3^-	6236	1561	2^+	(2,8)	3,0	2,8
	7691	60	2^+	$4,6 \pm 0,4$	2,2	4,9
^{168}Er	7507	264	4^+	$7,7 \pm 0,8$	5,9	3,8
	7222	549	6^+	$3,1 \pm 0,7$	1,3	0,02
	6950	821	2^+	$2,8 \pm 0,3$	0,7	1,6
	6875	696	3^+	$5,4 \pm 0,9$	1,5	2,2
	6776	595	4^+	$3,1 \pm 1,2$	1,9	1,2
	6578	1193	5^-	(2,0)	0,8	0,4
^{175}Yb	5822	0	$7/2^-$	$2,9 \pm 0,4$	1,1	
	5307	515	$1/2^-$	$17,2 \pm 4,0$	7,6	
	5266	556	$3/2^-$	$18,1 \pm 4,7$	6,9	
	5220	602	$5/2^-$	$9,0 \pm 1,6$	3,2	
	5183	639	$5/2^-$	$2,3 \pm 1,6$	2,9	
	5010	811	$3/2^-$	$11,5 \pm 5,9$	3,7	
	4951	871	$5/2^-$	$2,3 \pm 1,3$	1,6	
	4902	920	$1/2^-$	$6,3 \pm 3,7$	2,9	
4631	992	$3/2^-$	$3,4 \pm 1,3$	2,4		

а) Для ^{144}Nd расчет по модели ГЭДР [14].

Для ^{168}Er вариант расчета для $J^\pi = 3^+$.

Указаны только статистические погрешности экспериментальных значений $I_{\gamma\gamma}^E$.

Структура уровней ^{175}Yb определяется в основном вкладом следующих квазичастичных состояний [2]:

0 кэВ - $7/2^-$ [514]; 515, 556 и 602 кэВ - $1/2^-$ [510]; 639 кэВ - $5/2^-$ [512]; 811 и 871 кэВ - $3/2^-$ [512]; 920 и 922 кэВ - $1/2^-$ [521].

Таблица 2

Сопоставление сумм $\sum I_{\gamma\gamma}^E$ интенсивностей всех выделенных в эксперименте двухквантовых каскадов с их расчетной оценкой $\sum I_{\gamma\gamma}^r$, полученной на основе различных комбинаций моделей (в процентах на распад компаунд-состояния)

Ядро J^π	$\sum I_{\gamma\gamma}^E$	$\sum I_{\gamma\gamma}^r$			
		Комбинация моделей			
		2+3	2+4	1+3	1+4
^{144}Nd 3^-	$49,7 \pm 3,7$	33,8	36,5	17,8	19,4
^{168}Er 4^+	$28,7 \pm 1,9$	14,3 (14,1) ^a	20,5 (21,0) ^a	8,0	12,0
^{175}Yb $1/2^+$	73 ± 10	32,3	40,4	13,3	17,6

а) Для ^{168}Er в скобках приведено значение из варианта расчета с $J^\pi = 3^+$.

Энергия промежуточных уровней каскадов E_g лежит в интервале $0 < E_g < (B_n - 0,52)$ МэВ.

интенсивностей большого числа каскадов. Следует констатировать, что статистическая модель γ -распада в рамках сделанных предположений не в состоянии дать адекватных оценок суммарных интенсивностей двухквантовых каскадов на одночастичные низколежащие уровни ^{175}Yb . В этом смысле результаты, полученные для ^{175}Yb , близки к полученным ранее для ^{165}Dy [1].

Б. Зависимость интенсивности каскадов от энергии

На рис. 2 и 3 приведены нарастающие суммы относительных интенсивностей каскадов в ^{168}Er и ^{175}Yb в функции энергии одного из переходов (без учета последовательности вылета γ -квантов). ДС симметричны относительно середины спектра (это определяет механизм регистрации каскадов при полном поглощении энергии каскада в детекторах), поэтому суммирование проведено только по левым половинам ДС и соответственно этому конечные значения сумм экспериментальных интенсивностей нормированы на 50. Теоретические значения сумм нормированы на значения $50 I_{\gamma\gamma}^r / I_{\gamma\gamma}^E$ (см. табл. 1, 2). Такая их нормировка учитывает отмеченное ранее расхождение между теоретическими и экспериментальными величинами суммарных интенсивностей. Кроме экспериментальных точек на рисунках изображены расчетные кривые

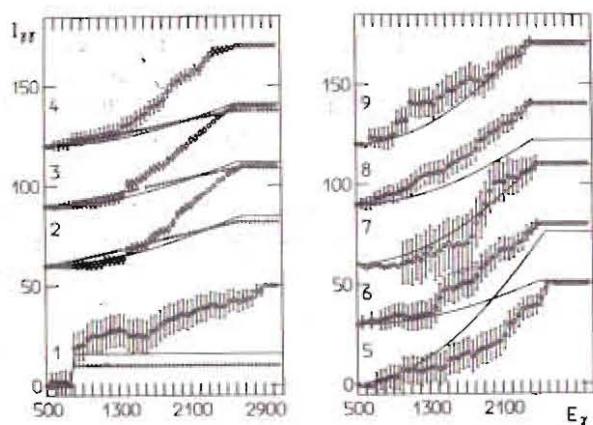


Рис.2. Нарастающие суммы $I_{\gamma\gamma}^E$ экспериментальных (точки) и расчетных интенсивностей каскадов в ^{175}Yb . Линии - расчет по моделям #2 + #4, крестики - #2 + #3. Энергии каскадов соответствуют обозначениям: 5822 кэВ - 1, 5307 кэВ - 2 и т.д. Шаг смещения спектров = 30%. E_{γ} - энергия γ -перехода.

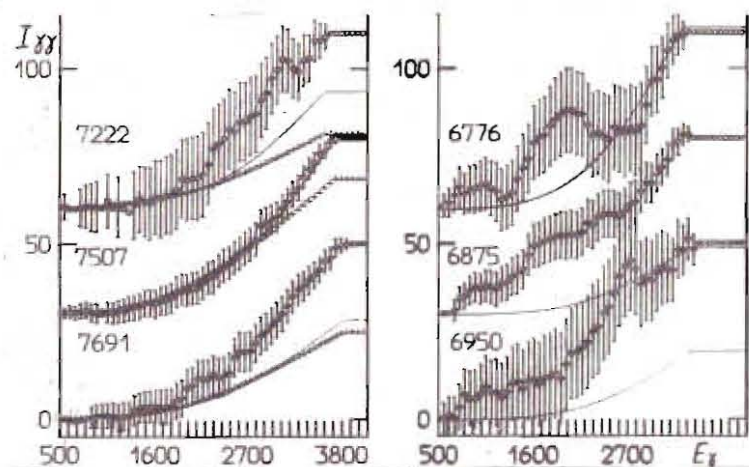


Рис.3. Нарастающие суммы $I_{\gamma\gamma}^E$ для ^{168}Er . Обозначения аналогичны рис.2. Цифры - энергии каскадов, кэВ.

для комбинаций моделей 2+3 и 2+4. В противоположность тому, что имело место для ^{144}Nd /4/, когда наблюдалось согласие расчетных кривых и экспериментальных гистограмм, у ^{168}Er и ^{175}Yb , как видно из рис.2 и 3, расчетные кривые расходятся с экспериментальными данными. Лишь на участках $E_{\gamma} \leq 2500$ кэВ у ^{168}Er и $E_{\gamma} \leq 1500$ кэВ у ^{175}Yb можно отметить удовлетворительное согласие. При больших же энергиях экспериментальные значения нарастающих сумм увеличиваются гораздо быстрее, чем теоретические. Отсюда вытекает, что расхождение экспериментальных и расчетных интенсивностей двухквантовых каскадов в первую очередь определяется возбужденными состояниями в районе половины энергии связи нейтрона.

ИНТЕНСИВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО РАЗРЕШЕННЫЕ КАСКАДЫ

Анализ экспериментальных данных о разрешенных каскадах с установленным порядком следования квантов /6,7/ показывает, что в ядрах ^{168}Er и ^{175}Yb имеется много каскадов с интенсивностями, которые значительно превосходят значения, рассчитанные по статистической теории. Для примера на рис.4 представлены экспериментальные и расчетные интенсивности каскадов с суммарной энергией 7507 кэВ в ^{168}Er . В интервале энергий первичного перехода 2000-5000 кэВ экспериментальные значения превышают расчетную оценку более чем на порядок. Возникает вопрос, не могут ли такие различия быть следствием случайных флуктуаций парциальных радиационных ширин? Был проведен детальный статистический анализ, основанный /16/ на сравнении распределения экспериментальных значений интенсивностей каскадов со сверткой двух распределений Портера-Томаса. Результаты его приведены в табл.3. Оказывается, что у ^{168}Er случайное появление наблюдавшихся больших интенсивностей практически невозможно. В ^{175}Yb ситуация неопределенна. Тем не менее некоторые дополнительные факты позволяют утверждать, что и в ^{175}Yb отклонения не случайны. На рис.5 суммы экспериментальных абсолютных интенсивностей каскадов с установленной очередностью вылета квантов сравниваются со значениями, полученными расчетным путем по первому слагаемому выражения /1/. Ясно видно, что наблюдаемые выбросы на гистограмме экспериментальных значений далеко выходят за пределы возможных статистических отклонений. Важно отметить, что максимумы на гистограмме хорошо совпадают с предсказанными теоретическими положениями одноквантовых состояний с $K^{\pi} = 1/2^{-}$ и $3/2^{-}$ /2/. Подобный эффект ранее наблюдался для ^{165}Dy /1/. Заключение о неслучайности появления интенсивных каскадов в деформированных ядрах ^{165}Dy , ^{168}Er и ^{175}Yb по существу детализиру-

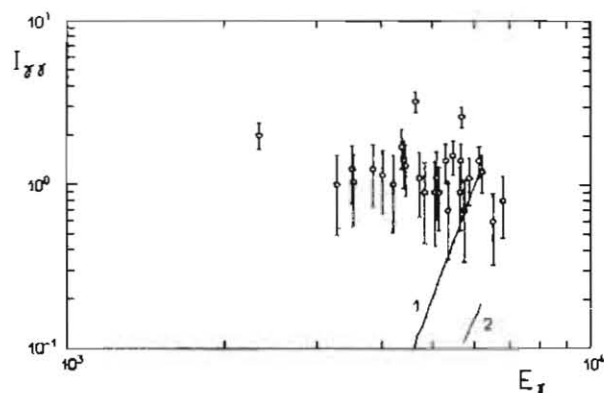


Рис.4. Распределение интенсивностей зарегистрированных в эксперименте наиболее интенсивных каскадов с суммарной энергией γ -переходов 7507 кэВ в ^{168}Er в функции энергии первичного γ -перехода (кэВ). Линия 1 - расчет средней интенсивности каскадов γ -переходов $M1 + E1$, линия 2 - $M1 + M1$.

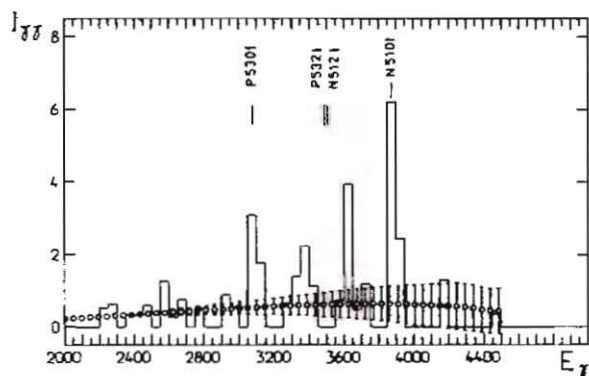


Рис.5. Суммарная интенсивность $I_{\gamma\gamma}$ всех размещенных в схеме распада ^{175}Yb каскадов в функции энергии первичного γ -перехода. Точки - расчет, гистограмма - эксперимент.

Таблица 3

Экспериментальная доля q вкладов в полную площадь распределений каскадов, интенсивность которых превышает среднее расчетное значение в 30 и более раз; верхняя оценка вероятности P_{max} (в процентах) случайного появления такого или большего значения

Ядро	$\sum E_{\gamma}$	7691	7507	7222	6950	6875	6776		
^{168}Er	q	0,17	0,10	0,53	0,65	0,43	0,65		
	P_{max}	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1		
$\sum E_{\gamma}$		5307	5267	5220	5183	5011	4950	4902	4830
^{175}Yb	q	0,12	0,18	0,15	0,25	0,18	0,23	0,07	0,57
	P_{max}	9	2	5	0,3	2	0,3	30	<0,1

Примечание: для свертки двух распределений Портера-Томаса значение $q = 0,062$.

ет отмеченное ранее превышение $\sum I_{\gamma\gamma}^E$ над $\sum I_{\gamma\gamma}^T$. Оно хорошо согласуется также с высказанным ранее предположением об уменьшении эффективного числа каскадов с состояний, образующихся при радиационном захвате нейтронов деформированными ядрами из области $4S$ -максимума силовой функции ^{177}Yb , которое было сделано из анализа флуктуаций заселенностей низколежащих состояний.

Отметим некоторые другие особенности каскадов, обнаруженные в ^{175}Yb и ^{168}Er .

КОМПАУНД-ЯДРО ^{175}Yb

А. В спектре каскадов с суммарной энергией 5822 кэВ, идущих на основное состояние ^{175}Yb со спином $7/2^-$, имеется большое число экспериментально неразрешенных каскадов. Суммарная интенсивность неразрешенных каскадов с энергией $811 < E_{\gamma} \leq 2911$ кэВ (рис.2) примерно в 20 раз больше теоретической оценки, тогда как каскады на другие конечные уровни усилены максимум в два раза. Эти факты показывают,

что в заселении основного состояния участвуют приблизительно с равной вероятностью многие промежуточные уровни, имеющие энергию возбуждения в области 820-2900 кэВ или более широкой. Наиболее вероятно, что это усиление обусловлено вторым переходом каскада. (При этом мы предполагаем, что структура промежуточных уровней двухквантовых каскадов разной энергии отличаются незначительно). Наиболее вероятный порядок следования мультипольностей в каскадах на уровень $7/2^-$ (спин исходного состояния $1/2^+$)-E1, затем E2 (как отмечено выше, более высокие мультипольности маловероятны). Таким образом, 20-кратное усиление интенсивностей каскадов на состояние $7/2^-$, по-видимому, указывает на то, что у ^{175}Yb радиационная силовая функция для E2 - переходов с промежуточных уровней значительно больше, чем для исходного компаунд-состояния. (В расчете было использовано, как это требует статистическая теория, постоянное значение силовой функции E2 - переходов, которое принималось равным среднему экспериментальному для этой области атомных весов ^{/10/}).

Б. Ближние по полной энергии каскады 5220 кэВ и 5183 кэВ, заселяющие уровни 602 кэВ и 639 кэВ (спины обоих $5/2^-$), имеют различные экспериментальные интенсивности: $(9,0 \pm 1,6)\%$ и $(2,3 \pm 1,6)\%$ соответственно, тогда как расчетные значения для них практически одинаковы (3,2% и 2,9%). Конечные уровни принадлежат разным ротационным полосам: уровень 602 кэВ - ротационной полосе состояния $1/2^-$ [510], а уровень 639 кэВ - ротационной полосе состояния $5/2^-$ [512] ^{/15/}. Если, как и выше, сделать предположение, что каскады на оба уровня в основном идут через одни и те же промежуточные состояния, то различие в значениях $I_{\gamma\gamma}^E$ следует приписать разной структуре конечных уровней, причем с большей вероятностью надо ожидать, что оно связано с разницей в числах K , нежели с различием асимптотических квантовых чисел $Nn_z\Lambda$. Последний вывод можно сделать на основании приведенных в табл. I значений $I_{\gamma\gamma}^E$ и $I_{\gamma\gamma}^T$ для уровней ротационных полос состояний, имеющих одинаковое значение $Nn_z\Lambda$, но отличающихся величиной K , или имеющих одинаковое значение K , но отличающихся значениями асимптотических чисел.

В. В данной работе исследованы двухквантовые каскады, связывающие компаунд-состояние ^{175}Yb ($J^\pi = 1/2^+$) с конечными одноквантовыми состояниями ($J^\pi = 1/2^- + 5/2^-$). В таких каскадах одним из переходов обязан быть E1, а другим - M1. В этой области Λ согласно ^{/12/} одноквантовые состояния с $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$ имеют энергии возбуждения, на 2-3 МэВ превышающую энергию Ферми.

Фрагментация подобных состояний должна приводить к тому, что при энергии возбуждения 2-3 МэВ в этих ядрах находятся несколько

уровней, на которых согласно работе ^{/18/} сконцентрировано 80-90% силы одноквантового состояния. Тип фрагментируемого состояния и структура низколежащих уровней ^{175}Yb однозначно определяют тип второго перехода каскада: M1 или его смесь с E2-переходом. Скорее всего большие компоненты одноквантовых состояний в этом случае должны приводить к появлению M1-перехода, ширина которого значительно превышает предсказываемую на основании статистических моделей

γ -распада. Факт наличия больших одноквантовых компонент в ^{/19/} структуре уровней, возбуждаемых каскадами, подтверждается наличием корреляций интенсивностей каскадов и спектроскопических факторов реакции (d, t). Аналогичный эффект усиления ширины M1-переходов с уровнями, имеющими энергии возбуждения ≈ 3 МэВ, отмечен ^{/20/} при исследовании γ -переходов, возбуждаемых в реакции $^{162}\text{Dy} (^3\text{He}, \alpha)$.

КОМПАУНД-ЯДРО ^{168}Er

Так же, как и в других деформированных ядрах, основная масса наблюдаемых двухквантовых каскадов в этом ядре идет через состояния с достаточно высокой энергией возбуждения. Наиболее близкие к экспериментальным результаты дает расчет по комбинации моделей B2 и B4:

$\Sigma I_{\gamma\gamma}^E = 1,4 \Sigma I_{\gamma\gamma}^T$. Однако согласие достигнуто только в среднем: для каскадов на уровни ротационной полосы основного состояния (энергия уровней 80, 264 и 549 кэВ) $\Sigma I_{\gamma\gamma}^E = 1,2 \Sigma I_{\gamma\gamma}^T$, а для каскадов на уровни полосы γ -вибрационного состояния (энергия уровней ^{/18/} 821, 896 и 995 кэВ) $\Sigma I_{\gamma\gamma}^E = 1,7 \Sigma I_{\gamma\gamma}^T$.

Возможное объяснение наблюдаемого различия $\Sigma I_{\gamma\gamma}^E / \Sigma I_{\gamma\gamma}^T$ для полос состояний в ^{168}Er следует из анализа структур уровней этих ротационных полос. Согласно ^{/18/} структура головного состояния γ -ротационной полосы определяется наличием диклона с квази-частичными нейтронными компонентами $510t, 521t, 523t, 521t, 512t$. Эти же квази-частичные состояния задают структуру низколежащих конечных уровней в ядрах ^{165}Dy и ^{175}Yb ^{/15/}, для которых также наблюдаются усиленные каскады. Уровни ротационной полосы основного состояния таких компонент не содержат. Следовательно, как и в других деформированных ядрах, в ^{168}Er усиление по сравнению с предсказаниями теории каскады наблюдаются в тех случаях, когда структура конечного уровня каскада определяется большими одноквантовыми компонентами с $K^\pi = 1/2^- + 5/2^-$ ($7/2^-$ - для каскадных E2-переходов). Бесспорно вероятно, что это усиление обусловлено в основном увеличением ширины вторичных γ -переходов. Это заключение непосредственно вытекает из сравнения отношений $\Sigma I_{\gamma\gamma}^E / \Sigma I_{\gamma\gamma}^T$ для состояний разной структуры как в этом ядре, так и в ^{175}Yb .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование двухквантовых каскадов позволяет сделать следующие выводы:

1. Статистическая модель γ -распада не может дать адекватного описания двухквантовых каскадов в деформированных ядрах: ^{165}Dy , ^{175}Yb и ^{168}Er , при использовании общепринятых предположений о радиационных ширинах γ -переходов разной энергии и функций распределения плотности уровней, тогда как для сферического ядра ^{144}Nd получено в среднем удовлетворительное согласие с теорией.

Для всех ядер наиболее близки к экспериментальным данным значения, полученные при описании радиационных ширин E1-переходов моделью ГЭДР, а плотности уровней - моделью ферми-газа, учитывающей оболочечные неоднородности одночастичного спектра с помощью метода оболочечной поправки В.М.Струтинского. Модель ферми-газа с "обратным смещением" описывает экспериментальные результаты несколько хуже.

Модель Вайсколфа для радиационных ширин приводит к резкому разногласию расчета с экспериментом для всех ядер.

2. Так как энергия возбуждения промежуточных уровней ($E_g = 2-4$ МэВ) наиболее интенсивных разрешенных каскадов в четно-нечетных деформированных ядрах ^{165}Dy и ^{175}Yb хорошо коррелирует с положением одноквазичастичных протонных и нейтронных состояний потенциала Саксона-Вудса с $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$ и так как наблюдается корреляция интенсивности каскадов с эффективными сечениями реакции $^{164}\text{Dy} (d, p) ^{165}\text{Dy}$ и со спектроскопическими факторами реакции $^{176}\text{Yb} (d, t) ^{175}\text{Yb}$ [19], можно полагать, что в развитии каскадов в ядрах ^{165}Dy и ^{175}Yb важную роль играют квазичастичные компоненты состояний. Иначе говоря, обнаружено влияние структуры состояний на процесс γ -распада для достаточно высоковозбужденных уровней.

3. Наблюдаемое в ^{175}Yb расхождение расчетных и экспериментальных значений выходов двухквантовых каскадов на различные конечные уровни можно объяснить значительным увеличением радиационной силовой функции E2-переходов и влиянием числа K на парциальные γ -ширины уровней с энергией возбуждения по крайней мере до 3 МэВ.

4. Интенсивности двухквантовых каскадов в ^{168}Er также зависят от структуры конечных состояний каскадов. Расхождение экспериментальных и расчетных величин в этом ядре, так же как и в яд-

рах ^{165}Dy и ^{175}Yb , максимально, если структура конечного уровня каскада определяется большим вкладом квазичастичных состояний.

Полученные результаты, несомненно, полезны для развития представлений о механизмах, управляющих каскадным γ -распадом компаунд-состояний, приводящим к возбуждению промежуточных уровней в широком диапазоне энергий их возбуждения.

Необходимо получение новых данных как для деформированных, так и сферических ядер с разным соотношением числа нейтронов и протонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Попов В.П. и др. ЯФ, 1984, т.40, в.3, с.573.
2. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, в.2, с.357.
3. Попов В.П. и др. ЯФ, 1984, т.39, в.6, с.1329.
4. Попов В.П. и др. Нейтронная физика, ЦНИАтоминформ, 1984, т.3, с.3.
5. Попов В.П. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1984, т.48, с.891.
6. Васильева Э.В. и др. ОИЯИ, P6-85-22, Дубна, 1985.
7. Васильева Э.В. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1984, т.48, с.1907.
8. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, P15-82-706, Дубна, 1982.
9. Суховой А.М., Хитров В.А. ПТЭ, 1984, №5, с.27.
10. Koresky J. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics. Ed. T. von Egidy, Bristol-London, 1981, p.423; Koresky J. ibid., p.426.
11. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ЯФ, 1983, т.37, с.277.
12. Dilg W. et al. Nucl. Phys., 1974, A217, p.269.
13. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М., Энергоатомиздат, 1983, с.13.
14. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиреникин Г.Н. Нейтронная физика, М., ЦНИАтоминформ, 1977, ч.1, с.60.
15. Прокофьев П.Т. и др. Спектры электромагнитных переходов и схемы уровней, возбуждаемых при захвате тепловых нейтронов ядрами изотопов с $A = 143-193$. "Зинатне", Рига, 1973.
16. Попов В.П. и др. ОИЯИ, P3-83-651, Дубна, 1983.
17. Khitrov V.A. et al. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Ed. by Chrien E., Kane W.R. Press, NY-L, 1979, p. 655.
18. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. "Наука", М., 1974, с.194.
19. Попов В.П. и др. ОИЯИ, P3-85-74, Дубна, 1985.
20. Gutterman M. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, p. 102.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 октября 1985 года.