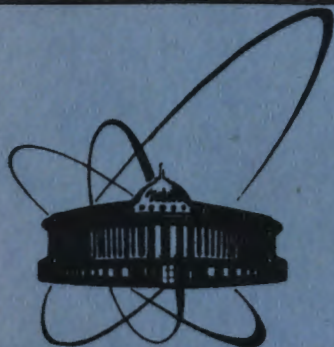


12/ХИ-83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

6490/83

P3-83-651

Ю.П.Попов, А.М.Суховой, В.А.Хитров,  
Ю.С.Язвницкий

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ  
ДВУХКВАНТОВЫХ  $\gamma$ -КАСКАДОВ  
ПРИ РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ  
ЯДРАМИ  $^{164}\text{Dy}$

Направлено в журнал  
"Ядерная физика"

1983

## ВВЕДЕНИЕ

Многолетние исследования в области ядерной спектроскопии, с одной стороны, и нейтронной спектроскопии, с другой, позволили понять и описать теоретически основные закономерности простых низколежащих состояний ядер и предельно сложных высоковозбужденных компаунд-состояний. Однако до сих пор плохо исследована переходная область промежуточных возбуждений, область предкомпаундных состояний, которые уже относительно сложны, но их свойства, видимо, еще не могут в полной мере описываться статистической теорией. Здесь должны проявляться различные промежуточные структуры, обусловленные фрагментацией простых состояний. В связи с этим исследование реакции  $(n, 2\gamma)$ , то есть двухквантовых  $\gamma$ -каскадов, разряжающих компаунд-состояния при энергии связи нейтрона  $B_n \sim 6-8$  МэВ, представляет очевидный интерес, поскольку промежуточные состояния в каскаде располагаются и в области предкомпаундных возбуждений.

Считается, что каскады  $\gamma$ -переходов, идущих через уровни с энергией возбуждения порядка  $B_n$ , подчиняются статистическим закономерностям. Однако в последнее время появились факты, плохо согласующиеся с такой точкой зрения. Так, например, в<sup>1/</sup> было показано, что у ядер в области 4S-максимума нейтронной силовой функции интенсивности  $\gamma$ -переходов с низколежащих уровней, заставляемых  $\gamma$ -каскадами при захвате нейтронов в разных резонансах, флуктуируют от резонанса к резонансу значительно сильнее, чем этого можно было ожидать на основании статистической теории  $\gamma$ -распада. Было высказано предположение<sup>1/</sup>, что такое расхождение между теорией и экспериментом, возможно, обусловлено существенным усилением переходов между уровнями с большим вкладом одночастичных компонент в их волновые функции.

Однако сравнение экспериментальных параметров, характеризующих флуктуации заселенности низколежащих уровней, с расчетами на основании статистической теории дает лишь косвенные указания на возможные нарушения статистических закономерностей в каскадах  $\gamma$ -переходов. Можно надеяться, что более полное представление о механизме  $\gamma$ -распада в указанной области ядер удастся получить с помощью прямого наблюдения каскадов  $\gamma$ -переходов в  $(n, \gamma)$ -реакции. Наиболее простой является методика выделения двухквантовых  $\gamma$ -каскадов с заданной суммой энергий переходов, составляющих каскад /метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов /САСИ/<sup>2/</sup>, в которой фиксируется конечный уровень каскада. При этом изучается зависимость интенсивности каскадов

от энергии одного из  $\gamma$ -переходов. Первое измерение по этой методике с использованием Ge(Li)-детекторов проведено при захвате тепловых нейтронов ядрами  $^{164}\text{Dy}$  <sup>3</sup>. Это ядро выбрано постольку, поскольку оно находится в той области атомных весов, где расхождение рассчитанных по статистической теории флуктуаций заселенности низколежащих состояний с экспериментальными <sup>1</sup>/ близко к максимальному.

В результате измерений пяти спектров двухквантовых  $\gamma$ -переходов, заселяющих уровни с энергией до 574 кэВ, было выделено 180 разрешенных аппаратурой интенсивных двухквантовых каскадов. При этом 113 каскадов удалось разместить в схеме распада и найти положение 43 уровней ядра  $^{165}\text{Dy}$  при энергии его возбуждения  $E_f \leq 3978$  кэВ.

В данной работе приводятся результаты анализа усредненных интенсивностей двухквантовых  $\gamma$ -каскадов, измеренных в реакции  $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)^{165}\text{Dy}$  на тепловых нейтронах.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Подробное описание спектрометра, реализующего способ САСИ, методики измерений и обработки данных было дано в работах <sup>2-4</sup>/. При сложении амплитуд совпадающих импульсов, как было показано в <sup>2</sup>/, в результирующем спектре появляются пики, соответствующие регистрации двумя Ge(Li)-детекторами полной энергии двух квантов каскада. Полученный таким образом в эксперименте спектр представлен на рис. 1.

Спектр, накопленный только из тех кодов амплитуд одного детектора, которые в сумме с кодами другого попадают в отдельный пик спектра САСИ, назовем дифференциальным спектром /ДС/. Аппаратурной формой каскада из двух  $\gamma$ -переходов в таком спектре являются два изолированных пика одинаковой площади, расположенные симметрично относительно центра спектра. Они соответствуют случаю полного поглощения энергии квантов каскада в детекторах. В эксперименте были получены ДС, соответствующие регистрации каскадов с суммарной энергией 5715, 5607, 5556, 5534, 5176 и 5142 кэВ. В каждом ДС имеются четко выраженные пики, соответствующие каскадам, разрешенным детекторами, и непрерывная часть, связанная с переходами, не разрешенными нашей аппаратурой. Так как доля площади, обусловленная всякого рода искажениями в измеренных ДС, достаточно мала <sup>2</sup>/, эти спектры после учета эффективности детекторов и без введения каких-либо дополнительных поправок использовались для определения интенсивности как разрешенных переходов <sup>3</sup>/, так и неразрешенной части спектра. Из рассмотрения исключались лишь каскады, один из квантов которых имел энергию меньше, чем 520 кэВ. Этим исключался фон, вызванный попаданием в детектор аннигиляционного кванта при регистрации во втором детекторе в одновылетном пике прямого  $\gamma$ -перехода на

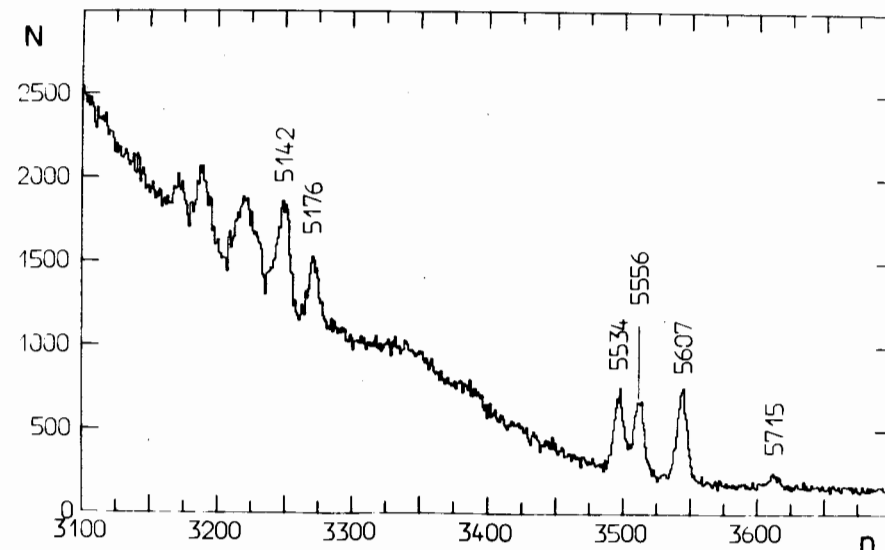


Рис. 1. Спектр, полученный при сложении амплитуд совпадающих импульсов. Цифры над пиками - энергии каскадов /кэВ/.

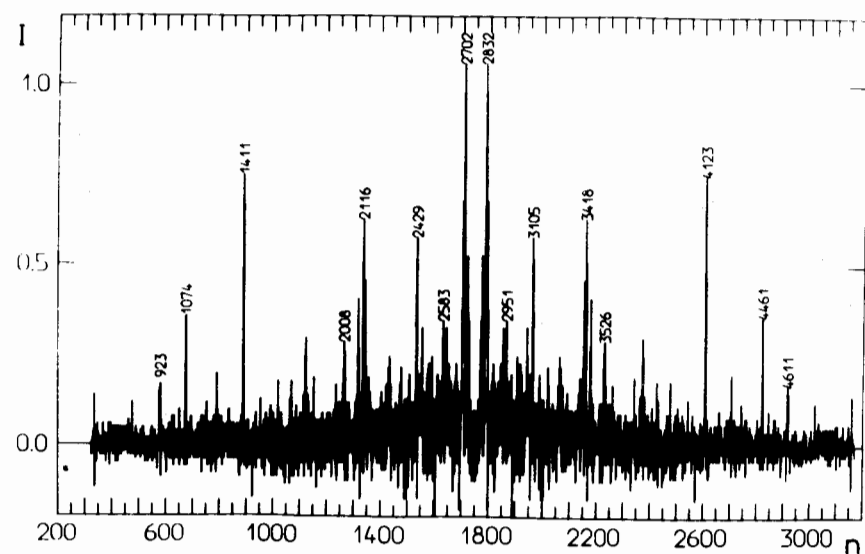


Рис. 2. Распределение интенсивностей каскадов с суммарной энергией  $\gamma$ -переходов, равной 5534 кэВ. Энергии пиков - в кэВ.

конечный уровень исследуемых каскадов. В качестве примера на рис.2 представлено одно из полученных в эксперименте распределений интенсивности каскадов.

### АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Площадь любого участка ДС в энергетическом интервале  $\Delta E_\gamma$  пропорциональна величине

$$\phi(E_\gamma) = \sum \frac{n}{\Gamma_\lambda \Gamma_g} \frac{\Gamma_{\lambda g}(E'_\gamma) \Gamma_{gf}(E''_\gamma)}{\Gamma_\lambda \Gamma_h} + \sum \frac{m}{\Gamma_\lambda \Gamma_h} \frac{\Gamma_{\lambda h}(E'_\gamma) \Gamma_{hf}(E''_\gamma)}{\Gamma_\lambda \Gamma_h} \quad (1)$$

Это выражение состоит из двух сумм: в первой из них энергии  $E'_\gamma$  соответствует первичный переход двухквантового каскада, во второй этот квант является вторичным. Суммарная энергия каскада  $E_c = E'_\gamma + E''_\gamma$  фиксирована. Наличие двух слагаемых отражает тот факт, что любой участок ДС содержит пики как от первичных, так и от вторичных  $\gamma$ -переходов.

В выражении /1/  $\lambda$  и  $l$  - индексы исходного и конечного состояний,  $g$  и  $h$  - индексы промежуточных уровней, которые возбуждаются каскадом с суммарной энергией  $E_c$ ,  $\Gamma$  - полные /один индекс/ или парциальные /два индекса/  $\gamma$ -ширины соответствующих уровней или переходов. Число уровней, возбуждаемых в интервале  $\Delta E_\gamma$  первичными переходами  $E'_\gamma$  и  $E''_\gamma$ , равно  $n$  и  $m$  соответственно.

Анализ экспериментальных данных проводился путем сопоставления различных функционалов, полученных по экспериментальным данным и вычисленных теоретически в соответствии с выражением /1/ на основе статистической теории  $\gamma$ -распада. При этом в расчете предполагалось:

1. Плотность уровней ниже энергии связи нейтрона описывается по модели ферми-газа /вариант "модели с обратным смещением"/<sup>5/</sup> для момента инерции ядра, равного 0,5 от твердотельного/. При энергии возбуждения ниже 0,74 МэВ принималась экспериментальная схема уровней согласно /6/.

2. В  $\gamma$ -каскадах участвуют только  $\gamma$ -переходы мультипольностей E1, M1 и E2. Отношение средних значений их парциальных ширин принято равным 1:0,15:0,006 при энергии возбуждения 5,6 МэВ.

3. Энергетическая зависимость парциальных ширин E1- и M1-переходов следует закону  $E_\gamma^3$ , а E2-переходов -  $E_\gamma^5$ . Расчеты были выполнены так же и с использованием энергетической зависимости, определяемой моделью гигантского электрического резонанса /ГЭДР/ для E1-переходов. При этом оказалось, что форма рассчитанных спектров слабо чувствительна к виду энергетической зависимости парциальных  $\gamma$ -ширин. Значительно существеннее влияет на форму расчетного спектра закон изменения плотности уровней.

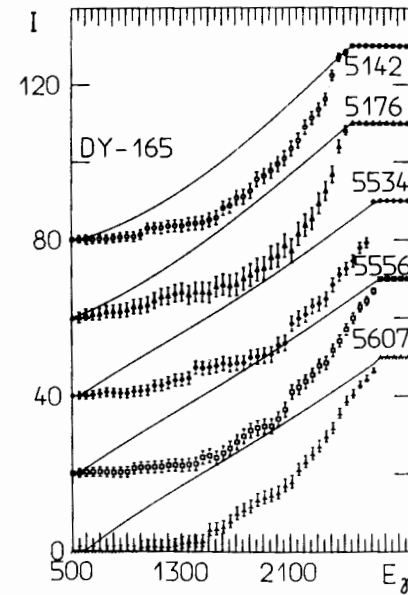


Рис.3. Нарастающие суммы экспериментальных /точки/ и расчетных /кривые/ дифференциальных спектров в зависимости от энергии  $E_\gamma$  /кэВ/ одного из переходов каскада. Последующий спектр смещен относительно предыдущего вверх на  $\Delta I = 20\%$ .

На рис.3 изображены графики нарастающих сумм интенсивностей каскадов в зависимости от энергии одного из переходов. Расчетные /кривая/ и экспериментальные /точки/ спектры нормированы на одинаковую площадь. Из рисунка следует, что формы расчетных и экспериментальных распределений не согласуются для всех пяти анализируемых спектров.

В табл.1 проведено сопоставление экспериментальных /нормированных на интенсивности первичных  $\gamma$ -переходов с  $E_\gamma = 4611$  и  $4123$  кэВ и вероятности соответствующих вторичных переходов (подробнее см./7/)/ и расчетных данных о вероятностях интегрального выхода двухквантовых каскадов с заданной суммарной энергией. Видно, что рассчитанные величины меньше экспериментальных для всех измеренных каскадов. Минимальное расхождение наблюдается при расчете, использующем модель ГЭДР, но и этот расчет, как отмечалось выше, не дает правильного описания формы ДС. Можно сравнить расчетную среднюю вероятность выхода одиночного каскада с экспериментально наблюдаемой интенсивностью каскадов, разрешенных в эксперименте и размещенных в схеме уровней /3/. При этом оказывается, что в интервале энергий первичных  $\gamma$ -переходов от ~2 до ~3,5 МэВ экспериментальные интенсивности разрешенных детекторами каскадов значительно превышают рассчитанную среднюю вероятность выхода одного каскада с такой же самой энергией первичного  $\gamma$ -перехода. На рис.4 для примера приведены данные об интенсивностях  $\gamma$ -каскадов с суммарной энергией 5556 кэВ. Точки на рисунке - результаты эксперимента, кривые - расчетные данные, полученные в предположении, что первичный переход каскада имеет мультипольность E1 /кривая 1/ или M1 /кривая 2/.

Для определения статистической достоверности расхождения экспериментальных и расчетных значений  $I_{\gamma\gamma}$  вследствие случайных флуктуаций парциальных  $\gamma$ -ширин, имеющих распределение Портера-Томаса /8/, то есть для проверки гипотезы о случайном характере наблюдаемых отклонений, использовался метод, описанный в приложении. В рамках описанного метода сравнивались распределения

Таблица 1

Экспериментальные  $P_{\text{exp}}$  и теоретические  $P_w$  и  $P_G$  выходы всех каскадов с суммарной энергией  $\Sigma E_\gamma$  /в процентах на захват/

	5715	5607	5556	5534 <sup>б</sup>	5176 <sup>б</sup>	5142 <sup>б</sup>	$\Sigma I_{\gamma\gamma}$
$P_{\text{exp}}, \%$	1,8 <sup>а</sup>	11,0 <sub>+1,9</sub>	11,5 <sub>+2,5</sub>	9,8 <sub>+2,3</sub>	7,4 <sub>+2,5</sub>	12,7 <sub>+4,8</sub>	54,2
$P_w^B, \%$	0,002	2,8	2,6	2,3	4,8	2,1	14,6
$P_G^r, \%$	0,02	7,7	6,9	6,4	3,4	5,3	29,7

а - оценено из экспериментального отношения площадей пиков 5715 и 5607 кэВ в спектре САСИ.

б - дублиеты, расчетная интенсивность равна сумме интенсивностей для соответствующих каскадов.

в - принято, что энергетическая зависимость ширины E1-переходов пропорциональна  $E_\gamma^3$ .

г - модель ГЭДР для E1-переходов.

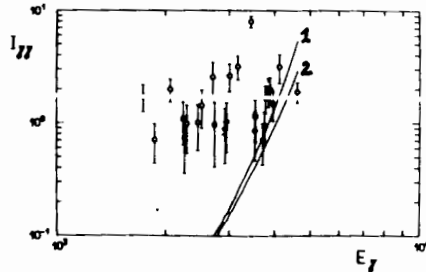


рис.4. Экспериментальные /точки/ и расчетные /кривые/ интенсивности аппаратно разрешенных каскадов в зависимости от энергии первичного  $\gamma$ -перехода. Энергия каскадов - 5556 кэВ.

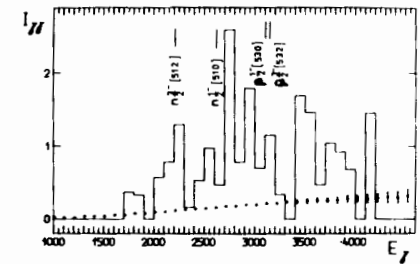
экспериментальных интенсивностей каскадов в области больших отклонений от их среднего расчетного значения с теоретическим распределением.

В табл.2 приведен результат такого сопоставления. При сравнении вычислялись следующие величины:  $q$  - отношение суммы интенсивности сильных каскадов к общей интенсивности всех каскадов,  $P_{\text{max}}$  - верхняя оценка вероятности наблюдения такого или большего значения  $q$  за счет естественных флуктуаций парциальных  $\gamma$ -ширин. Для определенности значения  $q$  и  $P_{\text{max}}$  получены в точке, в которой интенсивность каскадов превышает среднюю расчетную в  $k = 30$  раз. Как видно из табл.2, для каскадов с суммарной энергией  $\Sigma E_\gamma \leq 5534$  кэВ с высокой степенью достоверности можно утверждать, что появление усиленных каскадов с энергиями первичных  $\gamma$ -переходов с районе 2-3,5 МэВ не является случайным. С учетом того, что значение  $P_{\text{max}}$  является верхней оценкой вероятности случайно-

Экспериментальная доля  $q$  вклада в полную площадь ДС каскадов с интенсивностью, превышающей среднее расчетное значение в 30 и более раз; верхняя оценка вероятности  $P_{\text{max}}$  /в процентах/ случайного появления такого или большего значения  $q$  для каскадов с суммарной энергией  $\Sigma E_\gamma$

$\Sigma E_\gamma$	5607	5556	5534	5175	5142
$q$	0,13	0,11	0,20	0,31	0,25
$P_{\text{max}}$	7	13	0,4	<0,1	<0,1

Рис.5. Абсолютная интенсивность  $I_{\gamma\gamma}$  /в процентах на захват/, усредненная по 5 ДС, в зависимости от энергии первичного перехода  $E_\gamma$ . Точки - расчетная интенсивность.



го отклонения, данный вывод может быть принят и для каскадов с суммарной энергией 5607 и 5556 кэВ.

На рис.5 приведена зависимость интенсивности 113 размещенных в схеме распада /3/ каскадов, усредненных по интервалу 100 кэВ /гистограмма/. Абсолютные интенсивности каскада получены из приведенных в /3/ относительных с учетом полной вероятности выхода всех исследованных каскадов, равной 54% на захват /см. табл.1/. Для сравнения на рис.5 нанесена рассчитанная по статистической теории вероятность выхода всех каскадов с такой же энергией первичного перехода. Ошибки, приведенные для точек, соответствуют ожидаемым /вследствие конечного числа каскадов, попадающих в заданный интервал/ флуктуациям парциальных ширин первичных  $\gamma$ -переходов. Из рис.5 видно, что максимальная интенсивность каскадов из двух  $\gamma$ -переходов в данном ядре соответствует случаю, когда первичный  $\gamma$ -переход имеет энергию в интервале ~2,5-3 МэВ. Добавка каскадов, не размещенных в схеме, не меняет полученного результата.

Таким образом, можно сделать вполне определенный вывод о том, что в реакции  $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)^{165}\text{Dy}$  наблюдается существенное /по сравнению с предсказаниями статистической теории/ усиление интенсивности двухквантовых каскадов, первичные переходы которых заселяют состояния с энергией возбуждения ~2-4 МэВ.



Можно предложить следующее объяснение обнаруженного эффекта. Согласно /9,10/ в районе  $A = 165$  при энергии возбуждения, близкой к энергии связи нейтрона, находятся одночастичные нейтронные состояния  $1/2^+[640]$  и  $1/2^+[651]$ . Ниже энергии связи на 2-3 МэВ находятся одночастичные нейтронные состояния  $1/2^-[510]$ ,  $3/2^-[512]$  и одночастичные протонные состояния  $1/2^-[530]$ ,  $3/2^-[532]$ . Волновые функции конечных уровней изученных каскадов содержат в основном компоненты нейтронных одночастичных состояний  $1/2^-[521]$ ,  $5/2^-[512]$ ,  $1/2^-[510]$ . Между промежуточными и конечными уровнями, возбуждаемыми изученными каскадами, имеющими одинаковую четность, возможны M1-переходы, не запрещенные или слабо запрещенные по асимптотическим квантовым числам  $K^\pi [N\pi_z A]$ . При наличии больших одночастичных компонент в волновых функциях промежуточного и конечного уровней такой M1-переход должен иметь  $\gamma$ -ширину, превышающую средние ширины прочих переходов /типа перехода "компаунд - простое состояние"(CS) /. Значения нейтронных силовых функций в области деформированных редкоземельных ядер /11/, каким является исследуемое ядро, объясняются тем, что волновые функции нейтронных резонансов содержат относительно большую одноквазичастичную компоненту, обусловленную близостью одночастичных нейтронных состояний  $1/2^+[651]$  и  $1/2^+[640]$  к энергии связи нейтрона. Если предположить, что промежуточные уровни, возбуждаемые каскадами, также имеют достаточно большую одночастичную компоненту, то можно полагать, что переход из компаунд-состояния на промежуточный уровень будет определяться одноквазичастичными компонентами волновых функций компаунд-состояния и промежуточных уровней. Такие переходы должны быть усилены по сравнению с ожидаемыми согласно статистической теории. Этот вывод находит свое подтверждение при анализе интенсивностей первичных  $\gamma$ -переходов на уровни с разной энергией возбуждения. Так, согласно данным об интенсивностях E1-переходов /12/ с энергией  $E_\gamma > 4$  МэВ радиационная силовая функция равна  $2,6 \cdot 10^{-8}$  МэВ<sup>-3</sup>. В то же время для двенадцати  $\gamma$ -переходов с энергией в интервале 2,7-2,9 МэВ, которые согласно /3/ и /12/ размещены в схеме как первичные E1-переходы, средняя интенсивность в 8 раз больше, чем это следует из предположения о постоянстве радиационной силовой функции.

Предположение о значительном вкладе одночастичных компонент в структуру промежуточных уровней подтверждается также анализом корреляции между интенсивностью каскадов и сечениями реакции (d, p).

В нашей работе /7/ показано наличие значимой корреляции между парциальными сечениями реакций (n,  $2\gamma$ ) и (d, p), идущих через одни и те же промежуточные состояния, что и свидетельствует о существенном вкладе одночастичных состояний в структуру уровней с энергией возбуждения анализируемого ядра по крайней мере до 2,5 МэВ.

Таким образом, исследования радиационного захвата нейтронов с помощью метода САСИ показали наличие существенных отклонений от статистических закономерностей в поведении двухквантовых  $\gamma$ -каскадов в ядре  $^{165}\text{Dy}$ . При этом надо отметить, что доля исследованных нами первичных  $\gamma$ -переходов составляет 54%, то есть они исчерпывают половину полной радиационной ширины нейтронного резонанса, ответственного за сечение реакции  $^{164}\text{Dy}(n, \gamma)$  на тепловых нейтронах /см. табл.1/. Эта суммарная интенсивность всех двухквантовых каскадов, заселяющих низколежащие состояния с  $E_f < 600$  кэВ, оказалась в 2-4 раз больше, чем это следует из модельных расчетов. В то же время наши данные хорошо объясняют малое значение средней множественности  $\gamma$ -квантов распада нейтронных резонансов для данного ядра, которое составляет 3,0-3,2.

В случае двухквантовых  $\gamma$ -переходов, идущих через промежуточные состояния, расположенные при  $E_f \sim 3$  МэВ, наблюдается существенное усиление интенсивностей  $\gamma$ -каскадов, причем верхняя оценка вероятности того, что это усиление обусловлено флуктуациями ширины отдельных  $\gamma$ -переходов, в ряде случаев составляет величину, меньшую  $10^{-3}$ . Заметим, что и прямые  $\gamma$ -переходы на эти же состояния имеют интенсивность, одинаковую с интенсивностью жестких  $\gamma$ -переходов в этом ядре.

Это, в свою очередь, приводит к тому, что форма экспериментально измеренного интегрального распределения каскадов из двух  $\gamma$ -квантов, заселяющих низколежащие уровни ядра  $^{165}\text{Dy}$ , не описывается статистической моделью.

На основании перечисленного выше, а также наличия достоверных корреляций между интенсивностями двухквантовых  $\gamma$ -переходов  $I_{\gamma\gamma}$  и сечениями реакции (d, p), возбуждающими одни и те же промежуточные состояния /7/, можно сделать заключение, что в ядре  $^{165}\text{Dy}$  при энергии возбуждения 2-4 МэВ расположены состояния с волновыми функциями, имеющими большую одноквазичастичную компоненту, каскадный  $\gamma$ -распад через которые усилен по сравнению с предсказаниями статистической теории. Поскольку в этой области возбуждений находятся и одночастичные уровни потенциала Саксона-Вудса с  $K^\pi = 1/2^-$  и  $3/2^-$ ; то распределение значений  $I_{\gamma\gamma}$  усредненных по интервалу 100 кэВ, видимо, иллюстрирует процесс фрагментации таких одночастичных состояний по компаунд-состояниям в области возбуждения  $\sim 3$  МэВ.

Таким образом, проведенные исследования реакции  $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)^{165}\text{Dy}$  продемонстрировали интересные экспериментальные возможности метода САСИ для изучения природы промежуточных, предкомпаундных состояний, исследования процесса фрагментации простых состояний. Для ядра  $^{165}\text{Dy}$ , следовательно, подтверждено высказанное нами ранее /1/ предположение о существенной роли для каскадов  $\gamma$ -переходов между уровнями с большим вкладом одночас-

тичных компонент в их волновые функции, что приводит к "канализованию"  $\gamma$ -каскадов - уменьшению эффективного числа промежуточных состояний, участвующих в девозбуждении нейтронных резонансов с помощью  $\gamma$ -каскадов.

В заключение авторы выражают благодарность В.Г.Соловьеву и В.И.Фурману за полезные дискуссии.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Вероятность случайного отклонения интенсивности каскада от ее среднего значения может быть оценена в рамках статистической теории  $\gamma$ -распада в предположении, что распределение интенсивностей первичных  $\gamma$ -переходов описывается распределением Портера-Томаса /8/. Если предположить, что распределение вторичных  $\gamma$ -переходов такое же, как и у первичных, то свертка двух распределений Портера-Томаса будет распределением более широким, чем распределение интенсивностей каскадов  $\gamma$ -переходов. Это заключение, как видно из выражения /1/, является следствием наличия корреляции между полной  $\gamma$ -шириной уровня и входящей в нее в качестве одного из слагаемых парциальной шириной  $\gamma$ -перехода.

Для проверки справедливости гипотезы о случайности наблюдаемых отклонений  $I_{\gamma\gamma}$  необходимо использовать несколько приближений. Выберем их в такой форме, чтобы они заключали вероятность случайного появления больших отклонений в интенсивности каскадов:

а/ разрешенные в эксперименте каскады, не размещенные в схеме уровней, включены в анализ в предположении, что первичным является  $\gamma$ -переход с большой энергией;

б/ каскады, не разрешенные детекторами, включены в анализ в предположении, что первичным  $\gamma$ -переходом является переход с меньшей энергией;

в/ принято, что интенсивность любого неразрешенного каскада не превышает рассчитанную по модели более чем в  $k$  раз /в дальнейшем принято значение  $k = 30$ /. Это условие, как показывают результаты расчета, соответствует тому, что каскады с первичным  $\gamma$ -переходом  $E_{\gamma} \geq 2$  МэВ, имеющие интенсивность  $\geq 0,5\%$  /относительно суммы интенсивности всех двухквантовых  $\gamma$ -каскадов с заданной суммой их энергии/, должны быть разрешены детекторами. Из данных работы /3/ действительно следует, что наблюдаются разрешенные детекторами каскады, интенсивность и энергия первичных переходов которых удовлетворяют этому условию;

г/ обозначив через  $z = I_c / \langle I \rangle$  отношение интенсивности каскада  $I_c$  к его средней расчетной величине  $\langle I \rangle$ , определим для  $n$  разрешенных каскадов нарастающую сумму /в функции значения  $z$  /:

$$D(z) = \sum_{i=1}^n z_i \quad /П1/$$

Для каскадов, не разрешенных в эксперименте, аналогичное выражение может быть определено для произвольного достаточно малого интервала  $\Delta E_{\gamma}$ , на котором можно пренебречь изменением величины  $\langle I \rangle$ :

$$C(k) = \sum_i \frac{1}{\langle I \rangle_i} \int_0^k z < I \rangle_i F(z) dz \quad /П2/$$

Значение интеграла в /П2/ в этом случае просто равно сумме интенсивностей неразрешенных каскадов /интенсивности разрешенных определяют значение выражения /П1//. Функция  $F(z)$  в /П2/ является сверткой двух распределений Портера-Томаса.

Для произвольного значения  $z$  доля каскадов, имеющих относительно высокую интенсивность, не превышающую значение  $z$ , определяется теоретическим распределением:

$$T(z) = \int_0^z F(z) dz \quad /П3/$$

С учетом принятых предположений теоретическое распределение /П3/ можно сравнить с экспериментально наблюдаемым

$$Q(z) = C(k) + D(z) \quad /П4/$$

при значениях  $z > k$ .

Графики распределений /П3/ и /П4/ приведены на рис.6. Распределение  $T(z)$  получено в результате прямого моделирования  $0,5 \cdot 10^6$  пар случайных чисел, имеющих распределение, соответствующее распределению Портера-Томаса.

Из графика видно, что экспериментальные распределения сходятся к асимптотическому значению, равному 100%, медленнее, чем теоретическое, ожидаемое согласно предсказаниям статистической теории.

Вероятность появления подобных отклонений в результате случайных флуктуаций интенсивностей первичных  $\gamma$ -переходов может быть оценена путем прямого моделирования распределения в случае, если известно число всех двухквантовых каскадов, которыми возбуждается данный уровень /в соответствующем интервале энергии

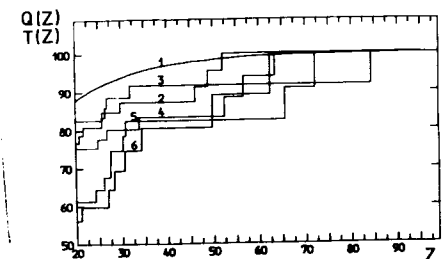


Рис.6. Накопленная вероятность

$P = \int_0^z F(z) dz$  для расчетного /1/ распределения и экспериментальных ДС /2 - 5607, 3 - 5556, 4 - 5534, 5 - 5176, 6 - 5142 кэВ/.



возбуждения ядра/. Как показывает расчет по модели, описанной выше, число таких каскадов несколько превышает значение  $10^3$ .

В табл.2 приведены значение  $q=1-Q(k)$  - доли площади распределения и оценка  $P_{\max}$  - вероятности наблюдения такого или большего отклонения от теоретического значения  $q = 6,2\%$  для  $k = 30$ . Полученная величина является верхней оценкой вероятности появления таких усиленных каскадов из двух  $\gamma$ -переходов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Khitrov V.A. et al. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Ed. R.Chrien, W.Kane). Plenum Press, New York, 1979, p.655; Попов Ю.П. и др. Нейтронная физика. ЦНИИАтоминформ, 1981, ч.2, с.209.
2. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, P15-82-706, Дубна, 1982.
3. Попов Ю.П. и др. ОИЯИ, P6-83-316, Дубна, 1983.
4. Суховой А.М., Хитров В.А. ОИЯИ, P13-82-905, Дубна, 1982.
5. Dillg W. et al. Nucl.Phys., 1974, A217, p.269.
6. Nucl.Data Tables, 1968, vol.5, p.183.
7. Попов Ю.П. и др. ОИЯИ, P3-83-407, Дубна, 1983.
8. Porter C.F., Thomas R.G. Phys.Rev., 1956, 104, p.483.
9. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, т.3, вып.4, с.770.
10. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып.2, с.357.
11. Соловьев В.Г. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1971, 35, с.666.
12. Dutta V.G. et al. Z.Phys., 1967, 207, s.153.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 сентября 1983 года.

Попов Ю.П. и др.

P3-83-651

Некоторые особенности двухквантовых  $\gamma$ -каскадов при радиационном захвате нейтронов ядрами  $^{164}\text{Dy}$

В реакции  $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)$  выделены каскады из двух  $\gamma$ -квантов с фиксированной суммой их энергий 5142+5715 кэВ. Сумма их интенсивностей соответствует 54% полной радиационной ширины. Обнаружено, что форма распределения интенсивностей этих каскадов не описывается статистической теорией. Усиление каскадов через уровни с энергией возбуждения 2+4 МэВ не может быть объяснено и флуктуациями ширин первичных  $\gamma$ -переходов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Popov Yu.P. et al.

P3-83-651

Some Special Properties of Two-Quanta  $\gamma$ -Cascades at Neutron Radiation Capture with  $^{164}\text{Dy}$  Nuclei

Two-quanta cascades with fixed sum of their energies 5142-5715 keV have been defined in the  $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)$  reaction. Sum of their intensities corresponds to 54% of total radiation width. It has been found that the form of distribution of these cascades is not described by statistical theory. Cascade enhancement via levels within 2-4 MeV energy range could not be explained by the fluctuation of primary transition widths.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой