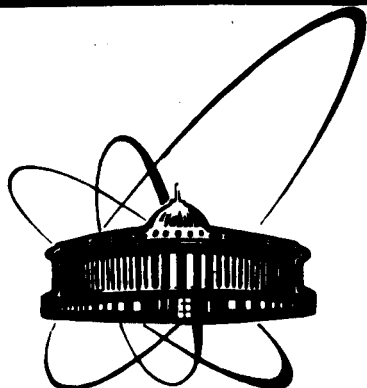


89-320



♀

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-89-320

Д-414

Л.З.Джилавян*, В.Л.Кауц*, В.И.Фурман,
А.Ю.Чуприков*

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЗАСЕЛЕНИЯ
ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

1989

Как известно, у атомного ядра могут существовать возбуждённые сравнительно долгоживущие (метастабильные) состояния, которые совместно с основным состоянием составляют совокупность изомерных состояний данного ядра. Обычно спин некоторого n -ного из возбуждённых метастабильных состояний $^m_n J$ более или менее значительно отличается от спина основного состояния $^g J$ (в настоящей работе не идёт речь о делящихся ядрах и не рассматриваются ядерные изомеры формы).

Остаточное для некоторой ядерной реакции ядро может сразу оказаться в одном из своих изомерных состояний. В подавляющем большинстве случаев, однако, остаточное ядро сначала оказывается в каком-то возбуждённом состоянии, из которого оно переходит в одно из своих изомерных состояний, совершая хотя бы один, а чаще каскад радиационных электромагнитных переходов (обычно электромагнитные переходы и их каскад называют γ -переходами и γ -каскадом соответственно).

Изучение по отдельности сечений заселения основных ($^g \sigma$) и изомерных ($^m_n \sigma$) состояний, а также изучение так называемых отношений сечений ($\chi = m_n \sigma / (g \sigma + \sum_n m_n \sigma)$) позволяют выявить некоторые важные стороны исследуемых ядерных реакций. В обзоре /1/ описан цикл работ, в которых, исследуя заселение изомерных состояний с относительно большими значениями спинов, удалось показать, что захват π^- -мезонов ядрами происходит преимущественно на поверхности ядра и носит двухуклонный характер. В работе /2/ проведено выделение вклада изовекторного гигантского электрического квадрупольного резонанса путём сопоставления заселений основного и возбуждённого (высокоспинового) состояний ядра ^{196}Au в фото- и электронейтронной реакциях.

I. Заселение изомерных состояний как метод исследования фото- и электроядерных реакций

В лаборатории фотоядерных реакций Института ядерных исследований АН СССР проводится экспериментальное изучение различных фото- и электроядерных реакций, ведущих к образованию метастабильных возбуждённых состояний остаточных ядер /2-5/. В этих исследованиях используется метод наведенной активности. По мере роста энергии реальных или виртуальных фотонов заселение метастабильных возбуждённых состояний сначала становится возможным в реакциях неупругого рассеяния на ядрах фотонов или электронов (реакции $(\gamma, \gamma')^{m_n}$ или $(e, e')^{m_n}$ соответственно), далее эти возможности расширяются за счёт реакций, протекающих с вылетом из ядра-мишени нейтрона или протона, а также различных групп разрозненных или связанных между собой нуклонов. Получаемая в этих экспериментах информация о фото- и электроядерных реакциях необходима для центров ядерных данных и важна, например, при развитии методов прикладных активационных работ. Вместе с тем эта информация имеет тесную связь с некоторыми важными проблемами физики электромагнитного взаимодействия ядра.

I.1. Исследование полного сечения фотопоглощения ниже фотонуклонного порога

Для падающих фотонов с энергией k , меньшей фотонуклонного порога, девозбуждение ядра-мишени осуществляется практически только путём электромагнитных переходов. В этом случае полное поперечное сечение фотопоглощения ядра-мишени σ_{tot} равно сумме сечений заселения изомерных состояний остаточного ядра, т.е. $(\gamma\sigma + \sum_n^{m_n} \sigma^n)$. Отсюда $\sigma_{tot} = \sum_n^{m_n} \sigma^n / \nu \alpha = \sigma(\gamma, \gamma')^{m_n} / \nu \alpha$, где $\sigma(\gamma, \gamma')^{m_n}$ - сечение реакции $(\gamma, \gamma')^{m_n}$. В настоящее время в рассматриваемой области значений k экспериментальная информация о σ_{tot} весьма ограничена. Поэтому представляет боль-

шой интерес изучение возможности нахождения σ_{tot} , с использованием результатов измерения $\sigma(\gamma, \gamma')^{mn}$, полученных, например, в работе /4/ (ссылки на другие экспериментальные исследования сечений $\sigma(\gamma, \gamma')^{mn}$ при этих энергиях можно найти в работе /5/). Для осуществления этой возможности необходимо уметь рассчитывать абсолютные значения ${}^n\chi$ при различных значениях k ниже фотонуклонного порога, но интерес представляет и относительный ход зависимости ${}^n\chi(k)$, поскольку он позволяет получить относительную энергетическую зависимость σ_{tot} .

1.2. Исследование конкуренции эмиссии γ -квантов и нуклонов

Для падающих фотонов с более высокими энергиями k в процесс девозбуждения ядра-мишени включается эмиссия нуклонов. Важной величиной для оценки правильности теоретических представлений об этом сложном процессе является отношение $\Gamma_{rad} / \Gamma_{tot}$, где Γ_{rad} - полная радиационная ширина уровня для рассматриваемого возбуждённого состояния ядра, а Γ_{tot} - полная ширина этого уровня. Отношение $\Gamma_{rad} / \Gamma_{tot}$ определяется соотношением между сечениями $\sigma(\gamma, \gamma')^{mn}$ и σ_{tot} . Поскольку экспериментальная информация об отношении $\Gamma_{rad} / \Gamma_{tot}$ недостаточна, представляет интерес для энергий возбуждения E^* выше порога вылета из ядра нуклонов выяснить возможности нахождения $\Gamma_{rad} / \Gamma_{tot}$ из результатов измерений $\sigma(\gamma, \gamma')^{mn}$ и σ_{tot} . Измерения $\sigma(\gamma, \gamma')^{mn}$ проводились и обсуждались в работах /3,5/, ссылки на другие аналогичные эксперименты можно найти в работе /5/.
 О σ_{tot} при k выше фотонуклонного порога имеется обширная экспериментальная информация (см. обзор /6/). Значительная часть данных о σ_{tot} , полученных с помощью метода, использующего квази-монохроматические аннигиляционные фотоны и оказавшегося наиболее продуктивным для средних и тяжёлых ядер, приведена в обзоре /7/ и атласе /8/.

1.3. Выделение вкладов гигантских резонансов различной мультипольности

Значительную долю современных ядерно-физических работ составляют исследования гигантских резонансов, мультипольности которых отличаются от электрической дипольной (E1). В этих исследованиях приходится выделять вклады определенной мультипольности на фоне вкладов от других мультипольностей (прежде всего на фоне E1-резонанса). Трудности такого выделения в используемых для этих целей экспериментальных методах толкают на продолжение поисков новых методов.

Предложенный и опробованный в работе /2/ метод выделения гигантских резонансов с мультипольностью, отличной от E1, обладает существенными особенностями, позволяющими считать его независимым. В ядерной реакции относительные вероятности заселения в остаточном ядре различных изомерных состояний, каждое из которых обладает своим набором характеристик (энергия возбуждения E , спин J , чётность π), могут зависеть от значений этих же характеристик для первичного возбуждённого состояния во входном канале рассматриваемой реакции. Важной составляющей частью метода /2/ является использование этой зависимости. Согласно анализу экспериментальной информации, проведенному в работах /9,2/, относительное усиление вкладов гигантских резонансов более высокой мультипольности, чем E1 (а из них прежде всего E2 - электрических квадрупольных), более существенно для высокоспиновых изомеров остаточного ядра. Для реализации метода, предложенного в работе /2/, необходимо проведение количественных расчётов процесса девозбуждения ядра, на основе которых можно будет извлекать вклад мультипольных резонансов при различных энергиях возбуждения и для различных реакций (включая реакции с вылетом нуклонов).

2. Схема расчёта γ -каскада

Для решения перечисленных выше задач необходимо количественно описать процесс девозбуждения ядра, включая испускание как γ -квантов, так и нуклонов. Ниже рассматривается упрощённый вариант, который описывает девозбуждение ядер при энергиях E ниже порога вылета нуклонов, т.е. модель γ -каскада. Заметим, что эта модель позволяет в случаях, когда реализуется только неупругое рассеяние фотонов или электронов, проводить обработку результатов экспериментальных исследований в соответствии с направлениями, сформулированными выше в пунктах I.1 и I.3. В данном разделе кратко описывается использованная в настоящей работе схема расчёта γ -каскада.

Вероятность радиационного перехода из состояния ядра i с энергией E_i , спином J_i и чётностью π_i в состояние f с энергией E_f , спином J_f и чётностью π_f есть

$$dw = \frac{\Gamma_{i \rightarrow f}}{\Gamma_{tot}^i} \rho(E_f, J_f^{\pi_f}) dE_f, \quad (1)$$

где $\Gamma_{i \rightarrow f}$ - парциальная радиационная ширина, соответствующая переходу из состояния i в состояние f ; $\rho(E_f, J_f^{\pi_f})$ - плотность состояний f ; Γ_{tot}^i - полная ширина уровня i . В настоящей работе γ -каскады рассчитываются на основе соотношения (1), с использованием алгоритма, предложенного в /10/.

Плотность уровней при энергиях возбуждения ядра E порядка энергии связи нейтрона B_n описывается на основе модели ферми-газа (см. работы /11, 12/.

$$\rho(E, J^\pi) = \frac{(2J+1)}{48\sqrt{2}\sigma^3} \frac{\exp(2\sqrt{a}u)}{a^{1/4} u^{5/4}} \exp\left\{-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right\}. \quad (2)$$

Здесь $u = E - \delta$, где δ - энергия спаривания данного ядра, причём (см., например, /13/) используется систематика $\delta = \frac{11}{\sqrt{A}} \left[1 + \frac{(-1)^Z + (-1)^{A-Z}}{2}\right]$. A и Z - атомный вес и номер рассматриваемого ядра.

мого ядра соответственно; σ - параметр спиновой зависимости плотности уровней, для которого в данной работе используются соотношения /I4/ $\sigma^2 = 0,146 \sqrt{u} A^{2/3}$; $\alpha = \tilde{\alpha} [1 + f(u) \Delta W / u]$, $\tilde{\alpha} = \text{const}$, ΔW - оболочечная поправка, $f(u) = 1 - \exp(-\gamma u)$; $\gamma = \text{const}$. Следуя /II/, принимается, что при этих энергиях $\rho(E, J^{\pi}) = \rho(E, J^{\pi})$. Значения ΔW берутся из статьи /I5/ и для исследованных в настоящей работе ядер ^{115}In ; ^{158}Gd и ^{180}Hf составляют I, II; 2, 7I и I, 69 соответственно. Значения постоянных $\tilde{\alpha}$ и γ подбираются из подгонки к экспериментальной плотности при энергии возбуждения $E \approx B$. В результате для ядер ^{115}In ; ^{158}Gd и ^{180}Hf получается, что $\gamma = 0,06$ и $\tilde{\alpha} = 15,2; 19,2; 21,1$ соответственно (см. работу /I3/).

В самой низкой по энергии возбуждения области ($E \lesssim 1$ МэВ) уровни ядра задаются на основе спектроскопических данных /I6/.

При энергиях возбуждения $E \gtrsim 1$ МэВ для полной плотности уровней $\rho(E, \pi) = \sum_J \rho(E, J^{\pi})$, следуя работе /I4/, используется выражение

$$\rho(E, \pi) = \frac{1}{T_0(\pi)} \cdot \exp\{(E - E_0(\pi)) / T_0(\pi)\}. \quad (3)$$

Параметры $T_0(\pi)$ и $E_0(\pi)$, входящие в (3), подбираются из условия, что при $E = E^*$ найденная по формуле (3) $\rho(E, \pi)$ равна

$\rho(E^*, \pi)$ - средней в окрестности энергии возбуждения E^* плотности дискретных уровней, известных из спектроскопии (см. табл. I) и непрерывности $\rho(E, \pi)$ и $d\rho(E, \pi) / dE$ при переходе от выражения, следующего из формулы (2), к выражению (3).

Радиационные переходы в ядрах можно условно разделить на три класса: CC' , CS' и SS' (здесь C и C' условно обозначают соответственно начальные и конечные высоковозбужденные компаунд-состояния, а S и S' - соответственно начальные и конечные относительно простые низковозбужденные состояния). В соответствии с принятым алгоритмом /I0/ вероятности γ -переходов типа SS' берутся из спектроскопических данных (см., например, /I6/).

Таблице I

Значения E^* и $\rho(E^*, \pi)$ для ядер ^{115}In , ^{158}Gd и ^{180}Gd

	^{115}In	^{158}Gd	^{180}Gd
E^* , МэВ	1,25	1,25	1,35
$\bar{\rho}(E^*, \pi=+1)$, МэВ $^{-1}$	16	25	32
$\bar{\rho}(E^*, \pi=-1)$, МэВ $^{-1}$	4,5	15	10

Для переходов типа CS' и CS' рассматриваются вероятности γ -переходов (I), усреднённые по компаунд-состояниям i . Для их описания вводятся фотонные силовые функции $S_{\gamma i}^{\lambda L} = \langle \Gamma^{i-1} / \langle \mathcal{D}_i \rangle E^{2i+1}$, где \mathcal{D}_i - расстояние между уровнями i , $E_{\gamma} = E_i - E_f$, λL - мультипольность и тип γ -перехода ($\lambda = E$ или M соответственно для электрических или магнитных переходов).

В данной работе рассматриваются следующие варианты S_{γ}^{EI} :

- а) модель постоянной силовой функции с нормировкой на экспериментальные значения /I4/

$$S_{\gamma}^{EI} = 4 \cdot 10^{-9} A^{2/3} \text{ МэВ}^{-3}, \quad (4)$$

при этом предполагается, что $S_{\gamma}^{EI}{}_{CS'} = S_{\gamma}^{EI}{}_{CS'}$;

- б) модель Арселя-Бринка /I7, I4/

$$S_{\gamma}^{EI} = \sigma_{\text{tot}} / 3 (\pi \hbar c)^2 E_{\gamma}, \quad (5)$$

$\sigma_{\text{tot}}(E_{\gamma})$ - усреднённое сечение фотопоглощения, для которого обычно используется /17/ подгоночное выражение, состоящее из лоренцианов, характеризуемых шириной Γ_j , положением максимума E_{mj} и значением в максимуме σ_{mj} , а именно

$$\sigma_{\text{tot}}(E_{\gamma}) = \sum_{j=1}^N \sigma_{mj} / [1 + (E_{\gamma}^2 - E_{mj}^2)^2 / E_{\gamma}^2 \Gamma_j^2], \quad (6)$$

здесь $N = 1$ для сферических и $N = 2$ для деформированных

ядер, при этом предполагается, что $S_{\gamma}^{EI}{}_{CS'} = S_{\gamma}^{EI}{}_{CS'}$;

в) модель, предложенная в работе /18/, согласно которой для сферического ядра

$$S_{\gamma}^{E1} = 3 \cdot 10^{-6} \frac{(A-Z)Z}{A} \frac{\Gamma_j}{E_{mj}} \frac{E_{\gamma}^2 + 4\pi^2 T_f^2}{(E_{mj}^2 - E_{\gamma}^2)^2} \text{ МэВ}^{-3}, \quad (7)$$

где T_f - температура конечного состояния f , причём здесь $S_{\gamma}^{E1} \text{ CC}' \neq S_{\gamma}^{E1} \text{ CS}'$. В случае деформированных ядер используется сумма двух силовых функций типа (7) с весами $\sigma_{mj} \Gamma_j / (\sigma_{m1} \Gamma_1 + \sigma_{m2} \Gamma_2)$, где $j = 1$ или 2 , смысл Γ_j , E_{mj} и σ_{mj} тот же, что и выше.

В качестве S_{γ}^{M1} и S_{γ}^{E2} используются постоянные силовые функции с нормировкой на экспериментальные значения /14,19/

$$S_{\gamma}^{M1} = 1 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3} \quad (8)$$

$$S_{\gamma}^{E2} = 2 \cdot 10^{-14} A^{4/3} \text{ МэВ}^{-5}, \quad (9)$$

причём принимается, что $S_{\gamma \text{ CC}'}^{M1} = S_{\gamma \text{ CS}'}^{M1}$ и $S_{\gamma \text{ CC}'}^{E2} = S_{\gamma \text{ CS}'}^{E2}$.

3. Расчёты γ -каскадов

3.1. (n, γ) -реакция на тепловых нейтронах

Как отмечено выше, использование заселения изомеров для получения информации о ядерных процессах зависит от надёжности описания γ -каскадов. В качестве теста возможностей количественного описания в настоящей работе была использована реакция $^{157}\text{Gd}(n, \gamma)^{158}\text{Gd}$ на тепловых нейтронах. В данной реакции практически однозначно задано начальное состояние i в компаунд-ядре ^{158}Gd со значениями спина и чётности $J^{\pi} = 2^{-}$ (см., например, /20/). К настоящему времени для этой реакции получены экспериментальные сведения о полной радиационной ширине $\Gamma_{\text{rad}}^{\text{exp}}$ /21/, о полном спектре испускаемых в каскаде γ -квантов $\nu^{\text{exp}}(E_{\gamma})$ /22/ и об образовавшихся в γ -каскаде заселенностях нижних уровней P_f^{exp} /23/. Хотя в наиболее тесной связи с вопросами засе-

ления изомеров находится информация о P_f^{exp} , но для большей уверенности в реалистичности описания γ -каскадов необходимо сопоставление результатов расчётов со всей совокупностью доступной экспериментальной информации.

По описанной в предыдущем разделе схеме нами были проведены расчёты γ -каскада для вышеуказанной реакции радиационного захвата тепловых нейтронов.

В таблице 2 результаты расчётов заселённостей P_f и полной радиационной ширины Γ_{rad} , полученные с различными вариантами описания силовой функции S_{γ}^{E1} , приведены вместе со значениями P_f^{exp} и $\Gamma_{\text{rad}}^{\text{exp}}$. С учётом экспериментальной информации об энергетической зависимости $S_{\gamma}^{E1}(E_{\gamma})$, приведенной в работах /24,25/, а также исходя из степени согласия Γ_{rad} и $\Gamma_{\text{rad}}^{\text{exp}}$ был сделан вывод о предпочтительности варианта описания S_{γ}^{E1} , отвечающего формуле (7). Дальнейшие расчёты γ -каскадов в данной работе проводились только с S_{γ}^{E1} по формуле (7).

Детально изучалось влияние включения в γ -каскад M1- и E2-переходов. Вычисления показали, что рассчитанные заселенности нижних уровней существенно зависят от величины примеси в γ -каскаде M1-переходов, а при заселении уровней, спин которых сильно отличается от спина первоначального состояния, наблюдается большая чувствительность к вкладу в γ -каскад мультипольности E2. Например, заселение уровней с $J^{\pi} = 8^+$ ($E = 0,904$ МэВ) возрастает с включением E2-переходов в γ -каскад примерно, в два раза.

Были также рассчитаны полные спектры $\nu(E_{\gamma})$, соответствующие γ -переходам, идущим после захвата тепловых нейтронов в реакции $^{157}\text{Gd}(n, \gamma)$. На рис. I приведен рассчитанный спектр $\nu(E_{\gamma})$ совместно с экспериментальным спектром $\nu^{\text{exp}}(E_{\gamma})$ из работы /22/. Наблюдается согласие как в форме кривой, так и в абсолютных значениях.

Таблица 2

Расчетные и экспериментальные значения заселенностей нижних уровней P_f и P_f^{exp} и полных радиационных шири Γ_{rad} и Γ_{rad}^{exp} для реакции $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}$ на тепловых нейтронах

E, MeV	J^π	$P_f^{exp}, \%$	$P_f, \%$		
			$S_f^{EI}(4)$	$S_f^{EI}(5),(6)$	$S_f^{EI}(7)$
1	2	3	4	5	6
I.639	5 ⁻	0.32±0.03	0.35	0.17	0.22
I.636	4 ⁻	-	1.23	0.93	0.69
I.517	2 ⁺	2.0±0.2	1.77	1.73	2.21
I.499	5 ⁺	-	0.46	0.27	0.37
I.481	5 ⁺	0.83±0.05	0.51	0.31	0.40
I.452	0 ⁺	0.55±0.05	0.40	0.38	0.52
I.407	4 ⁺	1.54±0.06	1.25	1.03	1.35
I.403	3 ⁻	3.51±0.14	3.54	2.90	2.15
I.381	4 ⁺	-	2.43	1.92	2.05
I.372	6 ⁻	0.06	0.22	0.037	0.071
I.358	4 ⁺	2.65±0.12	1.45	1.20	1.54
I.265	3 ⁺	5.7±0.3	3.18	2.94	3.63
I.263	1 ⁻	4.4±0.2	3.98	3.42	2.37
I.260	2 ⁺	3.54±0.13	3.09	3.07	3.83
I.196	0 ⁺	1.21±0.07	0.67	0.67	0.86
I.187	2 ⁺	8.9±0.4	3.61	3.62	4.47
I.176	5 ⁻	1.44±0.07	1.56	0.76	0.90
I.159	4 ⁻	2.7±0.3	4.50	2.91	2.37
I.042	3 ⁻	8.5±0.4	8.93	7.09	5.42
I.024	2 ⁻	9.1±0.6	10.0	8.06	5.43
0.977	1 ⁻	8.1±0.9	7.92	6.83	4.76
0.904	8 ⁺	0.004	0.0014	0.0002	0.001
0.539	6 ⁺	1.3±0.1	1.36	0.82	1.17
0.261	4 ⁺	27±2.5	29.5	26.4	27.6
0.079	2 ⁺	75±15	85.8	85.2	85.2
0.000	0 ⁺	100	100	100	100
Γ_{rad}, meV		97±8	365	150	65

Таким образом, как следует из приведенных выше результатов, принятая модель расчёта γ -каскадов позволяет получить удовлетворительное согласие с широкой совокупностью экспериментальных данных. Этот вывод согласуется с результатами работ /19,26/, где аналогичные исследования были проведены для ряда сферических ядер.

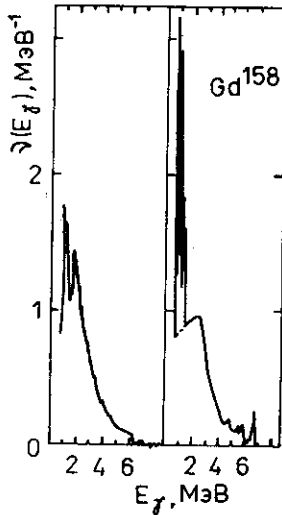


Рис.1 Полные γ -спектры из реакции $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)$ на тепловых нейтронах: а) рассчитанный спектр $\gamma(E_\gamma)$, б) экспериментальный спектр $\gamma^{\text{exp}}(E_\gamma)$ из работы /22/

3.2. (γ, γ') -реакция

Описанная схема расчёта γ -каскада была применена к исследованию реакций неупругого рассеяния фотонов с заселением метастабильных состояний при энергиях падающих фотонов до фотонейтронного порога ($k \leq \beta_n$) на ядрах ^{115}Tl и ^{180}Hf . Выбор этих ядер связан как с наличием для них экспериментальной информации о сечениях и относительных выходах исследуемых реакций, так и с тем, что указанные ядра представляют собой примеры умеренной в случае ^{115}Tl ($|\Delta J - \frac{1}{2}| = 4$) и сравнительно большой в случае ^{180}Hf ($|\Delta J - \frac{1}{2}| = 8$) разности спинов основного и возбуждённого метастабильного состояний (поскольку в обоих ядрах мы выделяем только по одному метастабильному состоянию, то здесь и далее индекс m , введённый выше, опускается).

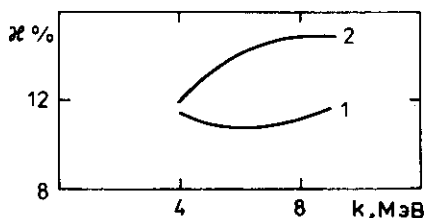


Рис. 2. Рассчитанные зависимости изомерных отношений χ от энергии падающих фотонов k для реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$ (кривая 1 - для E1-фотопоглощения, кривая 2 - для E2-фотопоглощения).

На рис. 2 приведены рассчитанные зависимости изомерных отношений χ от энергии падающих фотонов k для $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$ ($2J^\pi = 9/2^+$, $^m J^\pi = 1/2^-$, $^m E = 0,336$ МэВ), причём кривая 1 - для случая E1-фотопоглощения, а кривая 2 - для случая E2-фотопоглощения. Как показывают вычисления, примесь E2-переходов в γ -каскаде для реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$ практически не влияет на результаты, так что на рисунке мы не стали отражать эти малые отличия. Как видно из рис. 2, для реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$ изомерное отношение относительно слабо зависит от энергии падающих фотонов k в рассмотренном диапазоне значений k ($4 \text{ МэВ} \leq k \leq 9 \text{ МэВ}$), что является следствием разброса по спинам первоначально заселяемых состояний компаунд-ядра, а также небольших разностей спинов этих первоначальных состояний и метастабильного состояния.

Для реакции $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^m$ ситуация существенно отличается от только что рассмотренной. Так как основное состояние ядра ^{180}Hf имеет $2J^\pi = 0^+$, то при поглощении фотонов различной мультипольности образуются возбуждённые первоначальные состояния компаунд-ядра с однозначными величинами J^π . На рис. 3 приведены рассчитанные зависимости изомерных отношений χ от энергии падающих фотонов k для реакции $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^m$ ($^m J^\pi = 8^-$, $^m E = 1,142$ МэВ). На рис. 3 кривая 1 - для E1-фотопогло-

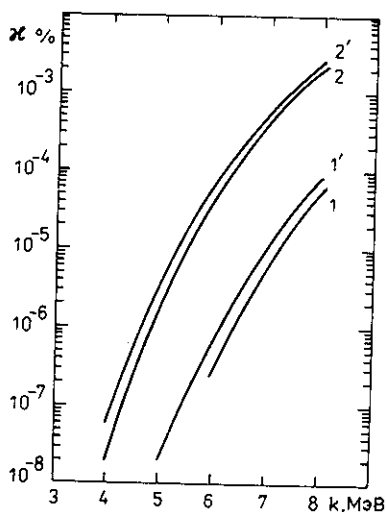


Рис.3 Рассчитанные зависимости изомерных отношений χ от энергии падающих фотонов k для реакции $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^m$ (кривая 1 - для E1 - фотопоглощения без учета E2-переходов в γ -каскаде, кривая 1' - для E1-фотопоглощения с учетом E2-переходов, кривые 2 и 2' для E2-фотопоглощения без и с учетом E2-фотопоглощения в γ -каскаде.

нения без учёта E2-переходов в γ -каскаде, кривая 1' - для E1-фотопоглощения с учётом E2-переходов в γ -каскаде, кривая 2 - для E2-фотопоглощения без учёта E2-переходов в γ -каскаде, кривая 2' - для E2-фотопоглощения с учётом E2-переходов в γ -каскаде. Сопоставление рис. 2 и 3 показывает, что в рассмотренном диапазоне значений k для ^{180}Hf зависимости $\chi(k)$ значительно более крутые, чем для ^{115}Tm . Из рис. 3 видно, какую существенную роль играют E2-переходы, идущие в γ -каскаде, при заселении высокоспиновых состояний. Кроме того, видно, что переход от E1-фотопоглощения к E2-фотопоглощению может значительно увеличить для акта фотопоглощения вероятность заселения высокоспинового изомерного состояния, причём масштаб такого увеличения

может даже превышать порядок величины. Последнее подтверждает правильность заложенных в работе /2/ идей, направленных на развитие независимого метода выделения вкладов электрических квадрупольных гигантских резонансов.

На рис. 4 приведены экспериментальные значения сечения реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$ из работы /4/, а также рассчитанное нами сечение этой же реакции. Видно, что расчёт приблизительно воспроизводит абсолютную величину экспериментального сечения, однако рассчитанное сечение спадает при уменьшении энергии падающих фотонов k недостаточно круто.

В работе /27/ определено отношение взвешенных по тормозному спектру выходов двух рассмотренных реакций неупругого рассеяния фотонов, идущих с заселением возбуждённых метастабильных состояний, $\{Y\{^{110}\text{In}(\gamma, \gamma')^m\} / Y\{^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m\}\} = (0,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$ при энергии 9 МэВ. Указанное отношение было нами вычислено с использованием экспериментального сечения для реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$ из

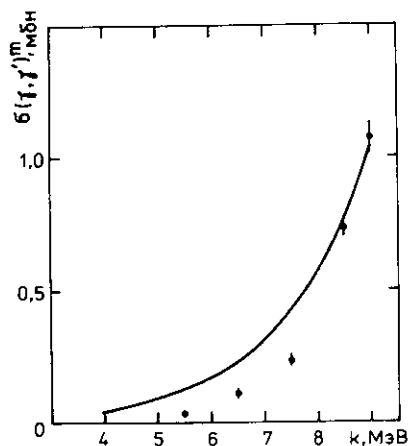


Рис.4 Сечение реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$. Точки - результаты измерений из /4/, кривая - результат расчета, проведенного в настоящей работе.

работы /4/ и результатов расчётов настоящей работы для сечения реакции $^{180}\text{Nf}(\gamma, \gamma')^m$ и оказалось равным $0,95 \cdot 10^{-5}$. Заметим, что согласие наших расчётов с экспериментом должно оцениваться с учётом как большого уровня экспериментальных ошибок, так и ограничений, выявленных при анализе данных, приведенных на рис. 4.

Заключение

Заселение изомерных состояний ядер имеет тесную связь с некоторыми важными сторонами ядерных процессов. Проведенное в настоящей работе рассмотрение показывает для фото- и электро-ядерных реакций наличие связи заселения изомеров с поведением полных сечений фотопоглощения при энергиях ниже фотонуклонного порога, с конкуренцией испускания γ -квантов и нуклонов, с механизмом фотопоглощения (роль вкладов мультипольностей, отличных от электрической дипольной). Для использования информации о заселении изомеров в исследовании перечисленных вопросов необходимо надёжно описывать девозбуждение ядер.

Общей возможной составляющей частью девозбуждения ядер является γ -каскад, модель количественного описания которого при энергиях до фотонуклонного порога в данной работе была рассмотрена и подвергнута проверке. Оказалось, что использованная в работе конкретная схема расчёта γ -каскада позволяет получить хорошее согласие с экспериментальными данными для реакций (n, γ) на тепловых нейтронах и $(\gamma, \gamma')^m$. Важно отметить, что для достижения этого согласия не понадобилось вводить свободные параметры.

Проведенные расчёты показали, что в γ -каскаде необходимо учитывать наряду с электрическими дипольными γ -переходами магнитные дипольные γ -переходы, а при рассмотрении заселения

высокоспиновых изомеров существен также вклад в γ -каскад электрических квадрупольных γ -переходов. Кроме того, для случаев заселения высокоспиновых изомеров расчёты подтвердили значительное увеличение роли электрического квадрупольного фотопоглощения, что усиливает обоснованность предложенного ранее в работе /2/ метода выделения электрических квадрупольных гигантских резонансов.

Достигнутые положительные результаты в описании γ -каскадов делают более оптимистической всю программу использования заселения изомеров для изучения фото- и электроядерных реакций.

Авторы благодарны Л.Е.Лазаревой за плодотворные обсуждения, Р.А.Эрмжану за помощь на различных этапах работы, Е.П.Григорьеву за полезные советы и предоставление данных по (n, γ) -реакции, А.С.Ильинову и М.В.Мебелю за консультации по описанию плотностей уровней ядер, В.В.Варламову, И.Н.Бобошину и В.В.Сургутанову за предоставление спектроскопической информации о конкретных ядрах, Н.Н.Колесникову, Ю.П.Попову и А.М.Суховому за полезные обсуждения вопросов расчёта γ -каскадов.

Когда данная работа была полностью завершена, авторам стало известно о работе /28/, в которой также, правда несколько в другом контексте, был проведен расчёт заселённостей в реакции $^{157}\text{Gd}(n, \gamma)^{158}\text{Gd}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бутцев В.С., Ильинов А.С., Чигринов С.Е. ЭЧАЯ, 1980, с.900
2. Джилавян Л.З., Лазарева Л.Е., Пономарев В.Н., Сорокин А.А. ЯФ, 1981, т.33, с.591.
3. Джилавян Л.З., Кучер Н.П., Пономарев В.Н. и др. Тезисы докладов XXXII совещания по ядерн. спектроскопии и структуре атомн. ядра., Наука, Л., 1982, с.345

4. Джилалян Л.З., Кучер Н.П., Мазур В.М. и др. Препринт ИЯИ АН СССР П-0473, М., 1986.
5. Джилалян Л.З., Кучер Н.П., Рыжих Г.Г., Чуприков А.Ю. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0515, М., 1987.
6. Beil H., Berger R. CEA-N-2144, Saclay, 1980.
7. Berman V.L., Fultz S.C. Rev. Mod. Phys., 1975, v.47, p.713.
8. Berman V.L. Preprint UCRL-78482, Livermore, 1976.
9. Флеров Г.Н., Гангровский Ю.П., Марков Б.Н. и др. ЯФ, 1967, т.6, с.17
10. Pönitz W.P. Zeit. Phys., 1966, 197, p.262.
11. Ericson T. Adv. Phys., 1960, 9, p.425.
12. Gilbert A., Cameron A.G.W. Canad. J. Phys., 1965, v.43, p.1446.
13. Ильинов А.С., Черепанов Е.А. Препринт ИЯИ АН СССР П-0064, М. 1977
14. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных ядер. Энергоатомиздат, М., 1983, с.13
15. Truran J.W., Cameron A.G.W. In: Proc. Intern. Conf. on the properties of nuclei far from the region of beta-stability. CERN, 70-30 Leysin, 1970, v.1, p.275.
16. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of isotopes. A Wiley-Interscience Publication, New York-Chichester-Brisbane-Toronto, 1978.
17. Axel P. Phys. Rev., 1962, 126, p.671.
18. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ЯФ, 1983, т.37, с.277
19. Кадменский С.Г., Ломаченков И.А., Попов А.Б., Фурман В.И. Препринт ОИЯИ Р-4-83-600, Дубна, 1983.
20. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер, "Наука", М., 1974, с.194
21. Mughabghab S.F. Neutron cross section. Academic Press, New York, 1984, v.1, 2.
22. Groshev L.V., Demidov A.M., Pelekhov V.I. Nucl. Phys., 1960, 16, p.645.
23. Baader H.A. Risø M-1307, Denmark, 1971.

24. Попов Ю.П. В кн.: Материалы XIII зимней школы ЛИАФ, Л., 1983
25. Криен Р.Е. В кн.: Труды V Международной школы по нейтронной физике, ОИЯИ, Дубна, 1987, с. 29
26. Ломаченков И.А., Фурман В.И. ОИЯИ Р4-85-466, Дубна, 1985.
27. Готовский М.В., Мазур В.М. В кн.: Тезисы докладов XXXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, "Наука", 1982, с. 335
28. Болотский В.П. Препринт ИТЭФ № 84-88, Москва, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 мая 1989 года.