

848601556

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР

Киї -- 84 - 10

Препринт КИЯИ-84-10

З.М.Биган, В.М.Мазур, З.З.Торич

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ  
( $\gamma, n$ ) НА ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

КИЕВ-1984

З.М.Биган, В.М.Мазур, З.З.Торич

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ ( $\gamma, n$ ) НА ТЯЖЕЛЫХ  
ЯДРАХ

Определены экспериментально изомерные отношения в реакциях ( $\gamma, n$ ) на ядрах  $^{168}\text{Br}$ ,  $^{180}\text{Hf}$  и  $^{184}\text{W}$ . Результаты эксперимента сравниваются с теоретическими расчетами в статистической модели ферми-газа.

Experimental isomer ratios in the ( $\gamma, n$ ) reactions on the nuclei  $^{168}\text{Br}$ ,  $^{180}\text{Hf}$  and  $^{184}\text{W}$  are determined. Results of the experiment with theoretical calculations in the statistical fermi-gas model are compared.

Isomer Ratios in the Reactions ( $\gamma, n$ ) on Heavy  
Nuclei

Z.M. Bigan, V.M. Mazur, Z.Z. Torich

АКАДЕМИЯ НАУК УССР

Э.М.Биган, В.М.Мааур, Э.Э.Торич

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ  $(\gamma, n)$   
НА ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Киев, Институт ядерных исследований, 1984

Ключевые слова:

фотоядерные реакции, мишени  $^{168}\text{Er}$ ,  $^{180}\text{Hf}$ ,  $^{184}\text{W}$ , ориентация спина,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{179}\text{Hf}$ ,  $^{183}\text{W}$ , пороговая реакция, изомерные переходы, тормозное излучение, пучок электронов, микроотрон, выход ядерной реакции статистические модели, сечение;

photonuclear reactions, erbium 168 target, hafnium 180 target, tungsten 184 target, spin orientation, erbium 167, hafnium 179, tungsten 183, threshold energy, isomeric transitions, bremsstrahlung, electron beams, microtrons, nuclear reaction yield, statistical models, cross sections.

## ВВЕДЕНИЕ

Одним из эффективных методов проверки адекватности статистической теории ядерных реакций, основанной на гипотезе составного ядра, является измерение и сравнение с теоретическими вычислениями изомерных отношений. В этом случае можно сделать определенные выводы как о теории в целом, так и о некоторых ее деталях.

В свете этих задач изучение сечений возбуждения изомерных состояний и определение изомерных отношений в фотоядерных реакциях является весьма удобным инструментом для количественной проверки следствий и границ применимости статистической теории. Использование фотоядерных реакций привлекает и тем, что характеристики исходного компаунд-состояния определяются практически однозначно.

В настоящей работе предпринята попытка изучения изомерных отношений в реакциях  $(\gamma, n)$  для группы близких по своим основным характеристикам тяжелых деформированных ядер:  $^{168}\text{Er}$ ,  $^{180}\text{Hf}$ ,  $^{184}\text{W}$ .

Известно, что вероятность заселения изомерных состояний зависит от распределения высоколежащих возбужденных уровней по спинам, четностям, а также от спинов и четностей основного  $J_g^{\pi}$  и изомерного  $J_m^{\pi}$  состояний. Образовавшиеся в результате реакции  $(\gamma, n)$  ядра  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{179}\text{Hf}$ ,  $^{183}\text{W}$  также сходны по своим основным параметрам, однако разница спинов основного и изомерного состояний  $\Delta J = |J_g - J_m|$  у них отличается на единицу (см. табл.). Поэтому рассмотренный случай

представляется удобным для изучения влияния разницы спинов на величину изомерного отношения и ее зависимости от энергии возбуждения.

Материнские ядра	$J^\pi$	Порог реакции $(\gamma, n)$ , МэВ	Дочерние ядра	Порог реакции $(\gamma, n)$ , МэВ	$J^\pi$	$J^\pi$	$\Delta J =  J_g - J_m $
$^{168}\text{Er}$	$0^+$	7,8	$^{168}\text{Er}$	6,4	$7/2^+$	$1/2^-$	3
$^{180}\text{Hf}$	$0^+$	7,4	$^{179}\text{Hf}$	6,1	$9/2^+$	$1/2^-$	4
$^{184}\text{W}$	$0^+$	7,4	$^{183}\text{W}$	6,2	$1/2^-$	$11/2^+$	5

### I. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились на тормозном пучке микротрона ИЯИ АН УССР при максимальной энергии  $\gamma$ -квантов 7-16 МэВ. Геометрия измерений приведена на рис. I. Пучок ускоренных электронов выводился из ускорителя и падал на танталовую тормозную мишень толщиной 0,5 мм. Далее пучок гамма-квантов формировался системой коллиматоров и проходил через монитор (ионизационную камеру), размещенную непосредственно перед изучаемым образцом. Для очистки пучка от электронов использовался очищающий магнит, а также графитовый поглотитель толщиной 16,8 г/см<sup>2</sup>.

Исследуемые мишени изготовлялись из соответствующих изотопически обогащенных образцов окиси эрбия, гафния, вольфрама. При этом обогащение составляло не меньше 94%. Выходы  $Y(E)$  реакций  $^{168}\text{Er}(\gamma, n)^{167m}\text{Er}$ ,  $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179m}\text{Hf}$ ,  $^{184}\text{W}(\gamma, n)^{183m}\text{W}$  измерялись сцинтилляционным детектором кристаллом  $\text{NaI}(\text{Tl})$   $\Phi$  63x63. При этом количество изомерных ядер определялось по интенсивности соответствующих гамма-линий, характеристики которых хорошо известны [1]. Более подробно экспериментальная процедура описана в работе [2]. Непосредственным результатом измерений являются кривые выхода

$$Y_m(E) = k \int_0^{E_{\max}} \sigma_m(E) \Phi(E, \epsilon) d\epsilon. \quad (I)$$

Здесь  $\sigma_m(E)$  - сечение  $(\gamma, n)$ -реакция, приводящей к образованию ядра в изомерном состоянии,  $\Phi(E, \epsilon)$  - спектр тормоз-

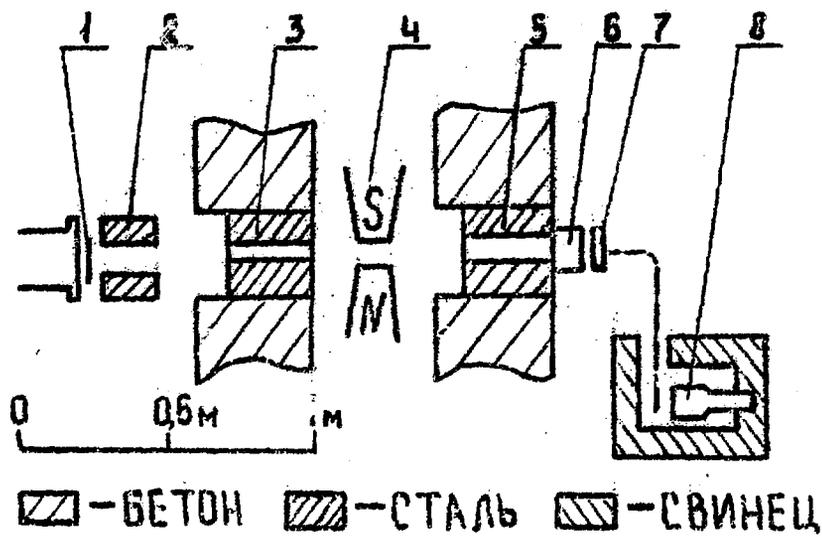


Рис. I. Геометрия эксперимента:

- 1 - тормозная мишень, 2, 3, 5 - коллиматоры,
- 4 - Очищающий магнит, 6 - монитор,
- 7 - образец, 8 - детектор

ного гамма-излучения,  $k$  - постоянный множитель, зависящий от конкретных параметров изучаемой мишени и характеристик монитора.

## 2. РАСЧЕТ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ

С момента появления работ Хезенги, Ванденбоша и др. /3/ применение статистической теории к описанию ядерных реакций при низких энергиях, приводящих к образованию изомерных состояний, получило значительное развитие (см., например, /4/). С одной стороны, это объясняется относительной простотой вычислений, с другой - анализ изомерных отношений дает важную информацию для уточнения вида функции, описывающей плотность ядерных уровней, ее зависимость от энергии и спина. Такой анализ приобретает смысл особенно в том случае, если использовать последовательный подход к расчету изомерных отношений, в котором вычисления проводятся либо без свободных параметров, либо ограничиваются их минимумом (одним). В этом отношении понятно стремление авторов /4-7/ использовать последовательный подход к расчету изомерных отношений без свободных параметров /4,5/, опираясь только на имеющиеся теоретические соотношения, либо варьируя один параметр /6,7/. Во многих работах /3,8/ некоторое согласие вычислений с экспериментом (часто качественное) достигается только вариацией двух или более свободных параметров: параметра плотности уровней, параметра ограничения по спину, среднего числа переходов в гамма-каскаде.

В данной работе расчет изомерных отношений проведен по статистической теории модели ферми-газа в духе работы /4/. При поглощении дипольного гамма-кванта из образовавшегося составного ядра со спином-четностью  $(J_c, \Pi_c)$  вылетает частица (нейтрон) с угловым моментом  $\ell$  и энергией  $E$ , а ядро при этом переходит в состояние со спином-четностью  $(J_f, \Pi_f)$ . Возбуждение образовавшегося дочернего ядра снимается каскадом гамма-переходов, последний из которых (решающий) и заселяет либо изомерное, либо основное состояние.

Вероятность образования составного ядра со спином-четностью  $(J_c, \Pi_c)$  при поглощении дипольного гамма-кванта считаем пропорциональной плотности соответствующего уровня.

$$P(J_c, \pi_c) = W(J_c) / \sum_{J=|J_g-1|}^{J_g+1} W(J), \quad \pi_c = (-1)^{J_g}, \quad (2)$$

где  $(J_g, \pi_g)$  - спин-четность основного состояния ядра,  $W(J)$  - относительная плотность уровней с данным спином  $J$  :

$$W(J) = \rho(J) / \rho(0) = (2J+1) \exp[-J(J+1)/2\sigma^2]. \quad (3)$$

Спиновая часть плотности ядерных уровней в формуле Бете-Блюха /9/

$$\rho(J) = \tilde{\rho} \cdot (2J+1) \exp[-(J+\frac{1}{2})^2/2\sigma^2], \quad (4)$$

где  $\tilde{\rho}$  - энергетическая часть плотности уровней,  $\sigma$  - параметр ограничения по спину, который согласно /9/ можно вычислить по формуле:

$$\sigma^2 = 0,0889 \sqrt{\alpha U} \cdot A^{2/3}. \quad (5)$$

Здесь  $\alpha$  - параметр плотности уровней,  $A$  - массовое число,  $U$  - энергия возбуждения. Под энергией возбуждения понимается эффективная энергия возбуждения /10/

$$U = E_\gamma - \delta, \quad (6)$$

где  $E_\gamma$  - энергия гамма-кванта, а  $\delta$  выражается (см., например, /9/) следующими формулами:

$$\delta = \begin{cases} \delta_p + \delta_n & \text{для четно-четного ядра,} \\ \delta_p & \text{для четно-нечетного ядра} \\ \delta_n & \text{для нечетно-четного ядра,} \\ 0 & \text{для нечетно-нечетного ядра,} \end{cases}$$

$$\delta_p = \epsilon_p - \frac{1}{9A^{1/3}} [17,0 - \frac{0,691}{A} (3A-1)(3A-Z)] + 89 \frac{N^2}{A^3},$$

$$\delta_n = \epsilon_n - \frac{1}{9A^{1/3}} [17,0 - \frac{1,32}{A} Z(Z-1)] + 89 \frac{Z^2}{A^3},$$

$$\epsilon_p = \frac{1}{2}(E_{Z,N} - E_{Z-1,N} + E_{Z-2,N}), \quad \epsilon_n = \frac{1}{2}(E_{Z,N} - 2E_{Z,N-1} + E_{Z,N-2}),$$

где  $E_{Z,N}$  - масса соответствующего ядра в МэВ.

Параметр плотности уровней  $\alpha$  брался в виде /9/

$$\alpha = \alpha(Z, N) A^{2/3} (\bar{j}_Z + \bar{j}_N + 1) = A^{2/3} (\bar{j}_Z + \bar{j}_N + 1) \left\{ 2\alpha_0 - 2\beta \sin \left[ \frac{\pi}{20} \frac{A}{1 + \gamma(A - A_0)/2} \right] \cos \left[ \frac{\pi}{20} \frac{(1 - \gamma A_0/2)(N - Z)}{(1 + \gamma(A - A_0)/2)^2} \right] \right\},$$

$2\alpha_0 = 0,076$ ,  $2\beta = 0,025$ ,  $\gamma = 0$ , если  $A < A_0 = 80$  и  $\gamma = 0,0067$ , если  $A \geq A_0$ . Значения  $\bar{j}_Z$  и  $\bar{j}_N$  приведены в /10/.

Приведенная вероятность (величина, пропорциональная вероятности) испускания компаунд-ядром со спин-четностью  $(J_c, \pi_c)$  частицы с моментом  $\ell$  и энергией  $\epsilon$  (в с.ц.и.) и переход при этом в состояние со спин-четностью  $(J_f, \pi_f)$  вычисляется по формуле /4,6/

$$P(J_c, \pi_c; J_f, \pi_f) = B P(J_f) \sum_{s=|J_f-s|}^{J_f+s} \sum_{\ell=|J_c-s|}^{J_c+s} T_\ell(\epsilon) \omega_\ell(\pi_c, \pi_f), \quad (6)$$

где  $B$  - константа,  $s$  - спин вылетающей частицы,  $T_\ell(\epsilon)$  - коэффициенты проницаемости барьера /11/,  $\omega_\ell(\pi_c, \pi_f) = [1 + (-1)^{\ell + \pi_c + \pi_f}] / 2$  - коэффициент, учитывающий четность состояний. В качестве энергии нейтрона  $\epsilon$ , вылетающего из ядра, бралась его средняя энергия  $\epsilon_n$ . Согласно испарительной теории средняя энергия, уносимая нейтроном,

$$\epsilon_n = 2T, \quad (7)$$

где ядерная температура  $T$  определяется из уравнения:

$$U = \alpha T^2 - 4T.$$

После испускания нейтрона энергия возбуждения остаточного ядра равна

$$U' = U - B_n - \epsilon_n, \quad (8)$$

где  $B_n$  - энергия связи нейтрона в ядре.

Вероятность образования остаточного ядра со спин-четностью  $(J_f, \pi_f)$  дается формулой:

$$P(J_f, \pi_f) = \sum_{J_c} P(J_c, \pi_c) \frac{P(J_c, \pi_c; J_f, \pi_f)}{\sum_{J_k} P(J_c, \pi_c; J_k, \pi_k)}. \quad (9)$$

Предполагается, что дальнейшее разряжение ядра происходит лишь посредством каскада дипольных гамма-квантов (за исключением решающего перехода). Среднее число гамма-переходов в каскаде вычислялось по формуле /12,4/ для дипольного излучения:

$$\bar{N}_\gamma = \frac{1}{2} \sqrt{aU}. \quad (10)$$

Вероятность заселения уровня со спином  $j$  после испускания  $n$  гамма-квантов ( $n$  - количество переходов в каскаде)

$$P_n(J_f, j) = P_{n-1}(J_f, j-1)P(j|j-1) + P_{n-1}(J_f, j) \times \quad (11) \\ \times P(j|j) + P_{n-1}(J_f, j+1)P(j|j+1), n \geq 2,$$

где

$$J_f - n \leq j \leq J_f + n \text{ при } J_f - n \geq 0, \\ 0 \leq j \leq J_f + n \text{ при } J_f - n < 0.$$

Условные вероятности  $P(j|k)$  вычисляются по формуле

$$P(j|k) = W(j) / \sum_{i=|k-1}^{k+1} W(i). \quad (12)$$

Если аргумент в вероятности принимает отрицательное значение, считаем ее равной нулю. Вероятность  $P_1(J_f, j) = P(J_f|j)$  и находится по формуле (12).

Последний или решающий переход - это переход либо на основной, либо на изомерный уровни.

Согласно теории составного ядра Бора сечение образования изомерного состояния

$$\sigma_m = \sigma_c \cdot P(J_m, \pi_m, N_\gamma), \quad (13)$$

где вероятность заселения изомерного уровня вычисляется по формуле

$$P(J_m, \pi_m, N_\gamma) = \sum_{J_f, j_a} P(J_f, \pi_f) P_{N_\gamma-1}(J_f, j_a) G(j_a, \pi_a; J_g, \pi_g; J_m, \pi_m) \quad (14)$$

Оценка вероятности перехода с решающего уровня на ос-

новой или изомерной производилась как по минимуму разницы спинов /3/ между соответствующими состояниями с функцией отбора

$$G(J_g, J_m, J_a) = \begin{cases} 1 & \text{при } |J_a - J_g| > |J_a - J_m|, \\ 0 & \text{при } |J_a - J_g| < |J_a - J_m|, \\ \frac{1}{2} & \text{при } |J_a - J_g| = |J_a - J_m|, \end{cases} \quad (15)$$

так и с функцией отбора /4/, учитывающей четность. Как и авторы /4/, считаем, что доля ядер  $z = 1 + E[\bar{N}_y] - \bar{N}_y$  испускает  $N_1 = E[\bar{N}_y]$  гамма-квантов, а оставшаяся  $(1-z)$  часть -  $N_2 = E[\bar{N}_y] + 1$  ( $E[\bar{N}_y]$  обозначает целую часть числа). Тогда отношение  $\eta$  вычисляется как среднее и равно.

$$\eta = \frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g} = z P(J_m, \pi_m, N_1) + (1-z) P(J_m, \pi_m, N_2), \quad (16)$$

где учтено, что  $\sigma_m + \sigma_g = \sigma_c$  ( $\sigma_g$  - сечение образования ядра в основном состоянии).

Численные расчеты проводились на ЭМ-1020 Ужгородского госуниверситета.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 приведены значения выходов  $Y_m(E)$  образования изомеров в реакциях  $^{168}\text{Er}(\gamma, n)$ ,  $^{167}\text{m Er}$ ,  $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)$ ,  $^{179}\text{m Hf}$ , и  $^{184}\text{W}(\gamma, n)$ ,  $^{183}\text{m W}$ . (Статистические ошибки составляют 0,2 - 0,4 %). Видно, что измеренные величины  $Y_m(E)$  составляют значительную часть от выхода реакции  $(\gamma, n)$  на этих ядрах и практически на два порядка превышают соответствующие значения выходов реакции  $(\gamma, \gamma')$  для ядер  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{179}\text{Hf}$ ,  $^{183}\text{W}$  /2, 13/. Выходы  $Y_m(E)$  имеют пороги и их значения для  $^{168}\text{Er}$  и  $^{180}\text{Hf}$  примерно на 0,5 МэВ, а для  $^{184}\text{W}$  примерно на 2,5 МэВ выше порога реакции  $(\gamma, n)$ .

Минимальное значение  $Y_m(E)$  получено для вольфрама-184. Это обстоятельство, а также высокий порог реакции  $^{184}\text{W}(\gamma, n)$ ,  $^{183}\text{m W}$  понятны, поскольку разница спинов основного и изомерного состояний для вольфрама-183 наибольшая:  $\Delta J = 5$ .

Величина  $Y_m(E)$  для  $^{183}\text{W}$  примерно на порядок меньше, чем

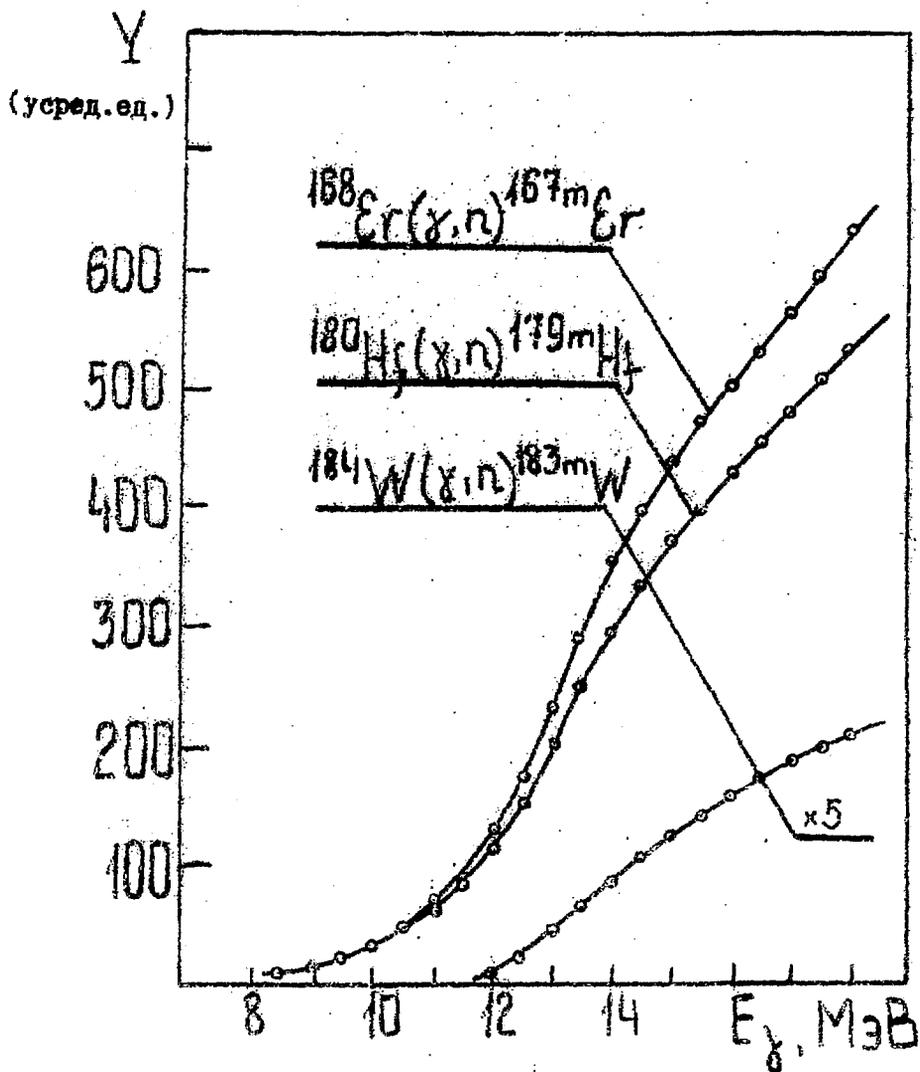


Рис.2. Выходы реакций  $A(\gamma, n)^mB$

выход реакции  $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{mHf}$ . В то же время  $Y_m(E)$  для реакций  $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{mHf}$  и  $^{168}\text{Er}(\gamma, n)^{167}\text{mEr}$  в пределах 20% совпадают, несмотря на то, что для  $^{167}\text{Er} \Delta J = 3$ , а для  $^{179}\text{Hf} \Delta J = 4$ . Это обстоятельство становится понятным при более детальном рассмотрении. Развитие каскадов  $\gamma$ -квантов при снятии возбуждения ядер  $^{167}\text{Er}$  и  $^{179}\text{Hf}$  идет в основном из состояний с малыми спинами. В обоих случаях ядра  $^{168}\text{Er}$  и  $^{180}\text{Hf}$  после поглощения дипольного гамма-кванта переходят из основного состояния  $0^+$  в  $1^-$ , спектры испускаемых нейтронов ввиду близости характеристик ядер практически идентичны. В обоих ядрах изомерное состояние имеет  $J^\pi = 1/2^-$ , а наличие в ядре конкурирующего (находящегося между изомерным и основным состояниями) уровня  $7/2^-$  делает эти ядра в рассматриваемом плане близнецами.

Наличие небольшого расхождения может быть связано как с разницей энергий изомерных состояний (0,208 МэВ для  $^{167}\text{Er}$  и 0,377 МэВ для  $^{179}\text{Hf}$ ), так и с отличием четностей состояний (для ядра  $J_g^\pi = 1/2^-$ ,  $J_m^\pi = 7/2^+$ , для гафния  $J_m^\pi = 1/2^-$ , а спин-четность конкурирующего уровня  $J_{\text{конк}}^\pi = 7/2^-$ ). Имеющиеся в литературе [14, 15] данные по фотонейтронным сечениям  $\sigma_n$  (а, следовательно, и по выходам  $Y_n$ ) позволяют нам рассчитать экспериментальные изомерные отношения:

$$\eta = \frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g} \approx \frac{\sigma_m}{\sigma_n} = \frac{dY_m}{dY_n} \quad (17)$$

Полученные нами экспериментальные значения  $\eta_{\text{эксп}}$  приведены на рис. 3. Здесь же приведены и расчетные значения изомерных отношений с учетом функции отбора (15). Расчеты  $\eta$ , проведенные с функцией отбора /4/, учитывающей четности состояний, не нанесены на рисунки, так как они достаточно сильно осциллируют и, тем самым, противоречат эксперименту. Такое поведение расчетных сечений следует из существенно различной заселенности уровней  $J_a^\pi$ , имеющих положительную и отрицательную четности. Результаты расчета становятся очень чувствительными к величине  $N_\gamma$ . Среднее число  $\gamma$ -переходов в каскаде меняется в зависимости от энергии и при изменении  $N_\gamma$  на единицу при таком подходе сильно меняет и заселенность уровня  $J_m^\pi$ , т.е. подавляются переходы либо на основной, либо на изомерный уровни. Даже усреднение в формуле (16) не приводит к компен-

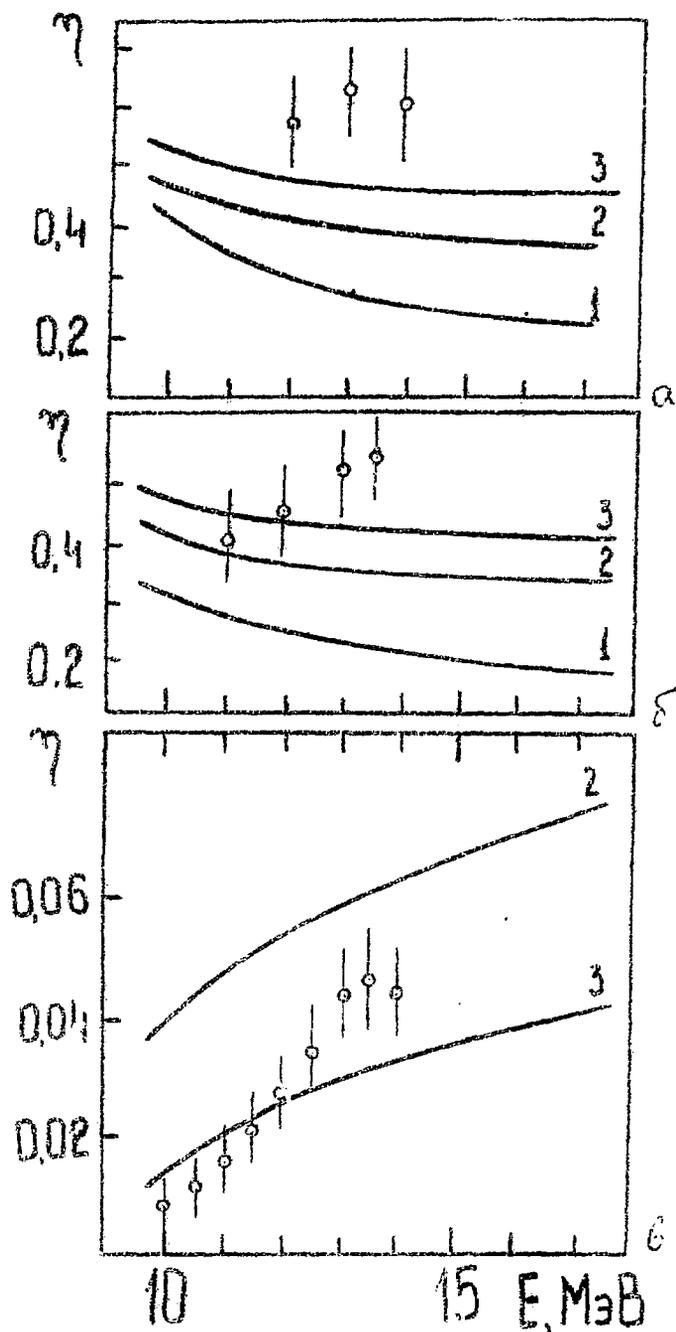


Рис.3. Экспериментальные и расчетные изомерные отношения: 1 - расчет без свободных параметров, 2 - расчет при фиксации  $\zeta = 3$ , 3 - расчет при  $\zeta = 2,5$

сация вышеупомянутых осцилляций. По-видимому, существенное улучшение результатов расчета может дать учет всего спектра  $\gamma$ -переходов в каскаде.

Для  $^{168}\text{Er}$  и  $^{180}\text{Hf}$  величины  $\eta_{\text{экср}}$  даны в узком интервале энергий тормозных гамма-квантов 13 - 15 МэВ, что соответствует максимуму гигантского E1-резонанса для этих ядер. При этом относительные ошибки определения  $\eta_{\text{экср}}$  были минимальны.

С другой стороны, общепринятая модель ферми-газа с независимым параметром не учитывает ряд важных свойств ядер. И если, например, оболочечные эффекты, эффекты спаривания нуклонов при значительных возбуждениях можно относительно просто учесть, то при низких энергиях требуется иной теоретический подход, основанный на следствиях сверхтекучей модели ядра. Такой подход устанавливает энергетическую границу применимости модели ферми-газа  $U' = 6 - 8 \text{ МэВ} / A^{1/3}$ . В нашем случае это соответствует энергии тормозного излучения  $E_{\gamma} = 14 - 17 \text{ МэВ}$  и, следовательно, сравнение расчетных и экспериментальных значений целесообразно проводить не ниже  $E_{\gamma} = 13 - 15 \text{ МэВ}$ .

Вычисления показывают общую тенденцию роста  $\eta(E)$  с увеличением энергии для  $^{184}\text{W}$  и спада  $\eta(E)$  для  $^{168}\text{Er}$  и  $^{180}\text{Hf}$ , что в общем понятно, поскольку изомерный уровень для  $^{183}\text{W}$  имеет момент  $\Pi/2^+$ , а для  $^{167}\text{Er}$  и  $^{179}\text{Hf}$   $J_m^{\pi} = 1/2^-$ , и с ростом энергии происходит перераспределение заселенности уровней в сторону состояний с большим спином.

То обстоятельство, что характеристики уровней, учитываемых при последнем переходе каскада гамма-квантов для  $^{167}\text{Er}$  и  $^{179}\text{Hf}$ , кроме четности, практически совпадают, по-видимому, представляет удобный случай для исследования влияния четности последнего гамма-перехода на величину изомерного отношения. Близость изомерных отношений для обоих ядер может служить указанием на незначительность влияния четности последнего перехода на  $\eta$ .

Из сравнения экспериментальных и расчетных значений видно, что вышеизложенный подход не дает совсем удовлетворительного описания величины изомерных отношений. Для  $^{168}\text{Er}$  и  $^{180}\text{Hf}$  она несколько занижена, а для  $^{184}\text{W}$  значительно завышена по сравнению с  $\eta_{\text{экср}}$ . К согласию с опытом приводит фиксация параметра ограничения по спину  $\sigma$  в формуле Бете-Блоха

на уровне 2,5 - 3. Для сравнения скажем, что  $\sigma^2$  для  $^{167}\text{Er}$ , рассчитанное по формуле (5), меняется от 19 для  $E_\gamma = 11,2$  МэВ до 28 для  $E_\gamma = 14,5$  МэВ и 36 для  $E_\gamma = 18,2$  МэВ. То, что наложение ограничения на параметр  $\sigma$  приводит к разумному согласию для всех трех рассматриваемых ядер, возможно, связано с деформацией ядер и более узким для них распределением  $\rho(E, J)$  по  $J$ . Формула (5) для  $\sigma^2$  получена для сферических ядер и в нее в неявной форме входит твердотельный момент инерции ядра. Не обсуждая здесь величины постоянного коэффициента ( $c$ ) в соотношении (5), скажем, что если рассматривать аксиально-симметричное деформированное ядро с параметром деформации  $\beta$  и взять для него момент инерции, соответствующий вращению вокруг оси симметрии, то формула (5) запишется в виде:

$$\sigma^2 = c \sqrt{\alpha U} (1 - 0,65 \beta) A^{2/3}.$$

Такой учет деформации несколько улучшает согласие эксперимента и расчета.

#### Список использованной литературы

1. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов.—М.: Атомиздат, 1977.
2. Мазур В.М., Теке А.А. Препринт КИЯИ-81-40, К., 1981.
3. Huizenga J.R., Vandebosch R. Phys. Rev. 120, 1305, 1960; Vandebosch R., Huizenga J.R. Phys. Rev. 120, 1313, 1960; Vonach H.C., Vandebosch R., Huizenga J.R. Nucl. Phys., 60, 70, 1964; Vandebosch R., Haakin L., Norman J.C. Phys. Rev., 137, B1134, 1965.
4. Арифов Л.Я., Мазитов Б.С., Уланов В.Г. ЯФ, 34, 1028, 1981.
5. Ribansky I., Obložinský P. Nucl. Phys., A173, 427, 1971.
6. Kanda Y. Nucl. Phys., A185, 177, 1972.
7. Авчуков В.Д. и др. Вестник Московского университета, сер. Физика, 18, 19, 1977.
8. Sarantites G.G., Hoffman R.J. Nucl. Phys., A180, 177, 1972.
9. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер.— М.: Атомиздат, 1969.
10. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 3, 832, 1972.
11. Эммерих У.С.—В об.: Физика быстрых нейтронов.— М.: Гос

- атомиздат, 1966, т. 2, с. 55-91.
12. Струтинский В.М., Грошев Л.В., Акимова М.К.—ЖЭТФ, 38, 598, 1960.
  13. Биган Э.М., Гомовский М.В., Мазур Э.М. —В Сб.: Тезисы докладов XXXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М.: 1983, с. 346.
  14. Bergman V.L. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. VI5, 319, 1975.
  15. Горячев А.М., Залесный Г.Н.—ЯФ, 26, 465, 1977; Горячев А.М. и др.—ЯФ, 17, 463, 1973.
  16. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренькин Г.Н.—ЯФ, 30, 1205, 1979.

Рукопись поступила в ОНТИ ИЯИ  
26.06.84 г.

Зоя Михайловна Биган  
Владимир Михайлович Мазур  
Золтан Золтанович Торич

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ ( $\gamma n$ ) НА ТЯЖЕЛЫХ  
ЯДРАХ

(препринт ЮЯИ-84-10)

Редакторы: Н.А.Солдатенко  
Л.П.Малашкина

БФ 35004 Бумага офсетная Усл.-печ.л. - 1,0  
Изд. ЮЯИИ-84-10 Печать офсетная Уч.-изд.л. - 0,44  
Тип.заказ 147 Формат бумаги 60x90/16 Тираж - 200 экз.  
Подписано к печати 10.10.1984 г. Цена - 4 коп.

---

Институт ядерных исследований АН УССР, ОНТИ  
252650, ГСП, Киев-28, проспект Науки, 119

---

СКГБ с ЭП Института ядерных исследований АН УССР  
252650, ГСП, Киев-28 проспект Науки, 119

---