

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3703/82

9/8-82

P7-82-322

Б.Ф.Петров, В.В.Каманин, Ю.Рюдигер,
С.П.Иванова, О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ γ -ПЕРЕХОДОВ В РЕАКЦИИ
 $^{160}\text{Gd}(^{16}\text{O}, \text{xn})^{176-x}\text{Hf}$
ПРЕДЕЛЬНЫЙ УГЛОВОЙ МОМЕНТ

1982

I. ВВЕДЕНИЕ

В работе ^{/1/} представлены результаты исследования реакции $^{160}\text{Gd}(^{16}\text{O}, \text{xn})^{176-x}\text{Hf}$ при энергиях ионов ^{16}O от 80 до 134 МэВ. С помощью системы многократных совпадений ^{/2/} получены множественности γ -лучей $\langle M \rangle$ и ширины распределения по множественности σ для различных каналов реакции, соответствующих вылету от 4 до 8 нейтронов. Основной задачей настоящей работы является прямое экспериментальное определение параметров распределения по спинам в составном ядре при различных энергиях налетающих ионов. Однако переход от экспериментальных значений множественностей γ -лучей к параметрам распределения заселенностей ядерных состояний по спинам требует знания механизма реакции. Обычно этот переход делают на основании простейших эмпирических предположений, в большинстве случаев недостаточно обоснованных.

В настоящей работе делается попытка использовать для такого перехода результаты расчетов конкретной реакции в рамках статистической модели.

II. СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ СПИНОВ И ШИРИНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ КОНЕЧНЫХ СИСТЕМ

Для получения параметров распределения по спинам в конечных ядрах будем исходить из того, что каждой полосе можно приписать некоторое среднее значение множественности $\langle M \rangle$ и величины σ . Эти характеристики даны в последних строках табл. 1-5 в работе ^{/1/}. Предположим далее, что γ -разрядка в конечных ядрах происходит сначала за счет каскада статистических γ -квантов, которые в среднем не уносят момента, но уносят энергию, так что энергия возбуждения конечных ядер оказывается в области ираст-линии. Дальнейшая разрядка происходит вдоль ираст-линии квадрупольными переходами. Тогда для среднего значения спина состояний, с которых начинается γ -разрядка, можно написать следующее выражение:

$$\bar{J}_i = 2[\langle M \rangle_i - K_i] + J_{\text{нач}}^i; \quad \sigma_i^J = 2\sigma_i, \quad /1/$$

в котором K -число статистических γ -квантов; $J_{\text{нач}}$ - спин начального наблюдаемого состояния; индекс i относится к определенной полосе.

Таблица 1

Параметры распределения по спинам для конечных систем в реакции $^{16}\text{O}(\text{O}, \text{xn})^{176-x}\text{Hf}$

Канал реакции	$E(^{16}\text{O}) = 80 \text{ МэВ}$			$E(^{16}\text{O}) = 90 \text{ МэВ}$		
	P	\bar{J}	σ^J	P	\bar{J}	σ^J
4n, ^{172}Hf	100	24,6	13,4	100	22,2	18,2
I.	73	23,9	10,4	81	25,3	12,8
5n, ^{171}Hf II.	53	23,9	11,6	67	25,5	12,6
III.	53	23,9	14,6	67	25,7	16,8
	179	23,9	12,0	215	25,5	14,0
6n, ^{170}Hf	-	-	-	57	18,4	10,8
		24,2	12,5		23,5	14,6

Число статистических γ -квантов зависит от энергии возбуждения распадающихся состояний над ираст-линией и от средней энергии статистических переходов. Величина K может быть измерена экспериментально либо рассчитана в рамках достаточно реалистической модели.

В работах ^{3,4/} предполагается, что $K=4$ и не зависит от типа реакции, от энергии ионов, от канала реакции. Однако это предположение, основанное на систематике данных, относится к реакциям с ионами Ar, Kr и измеряемым множественностям в диапазоне 15-30. В ^{7/} вопрос о числе статистических квантов экспериментально изучался для реакции с ^{16}O в диапазоне энергий 70-80 МэВ. Было обнаружено, что число статистических квантов коррелирует с измеряемой множественностью и меняется от 2 до 6 при изменении множественности от 8 до 20. Мы будем использовать значения K_1 , приведенные в этой работе. Полученные таким образом параметры распределения по спинам для каждой полосы приведены в табл. 1 и 2. В этих же таблицах даны относительные интенсивности P_i заселения нижних состояний полос, пропорциональные соответствующим сечениям реакции с заселением

Таблица 2

Параметры распределения по спинам для конечных систем в реакции $^{16}\text{O}(\text{O}, \text{xn})^{176-x}\text{Hf}$

Канал реакции	$E(^{16}\text{O}) = 110 \text{ МэВ}$			$E(^{16}\text{O}) = 120 \text{ МэВ}$			$E(^{16}\text{O}) = 129 \text{ МэВ}$			$E(^{16}\text{O}) = 134 \text{ МэВ}$		
	P	\bar{J}	σ^J	P	\bar{J}	σ^J	P	\bar{J}	σ^J	P	\bar{J}	σ^J
6n, ^{170}Hf	100	23,2	11,0	100	20,6	9,6	100	23,2	11,6	100	24,0	13,0
I.	52	23,9	10,0	60	20,3	9,4	152	23,3	10,8	114	26,6	12,4
7n, ^{169}Hf II.	8	22,3	9,6	13	21,9	10,0	21	20,1	10,0	32	27,7	12,6
III.	12	29,5	11,8	14	22,5	10,0	54	24,7	11,6	51	23,7	13,8
	72	24,7	10,2	87	20,9	9,6	227	23,3	10,9	197	26,0	12,8
8n, ^{168}Hf	-	-	-	26	15,8	10,4	154	20,2	10,8	191	20,0	10,8
		23,8	10,7		21,1	9,7		22,3	11,0		23,2	12,0

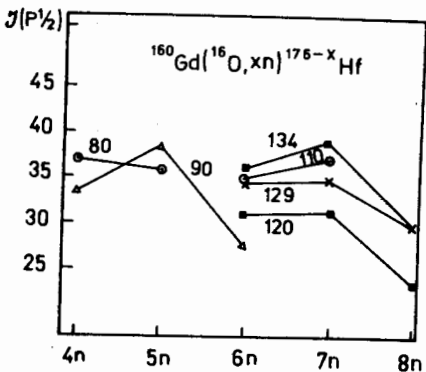


Рис.1. Величины максимального момента $J(P_{1/2})$. По оси абсцисс отложен канал реакции. Цифры около кривых - энергии налетающего иона в МэВ.

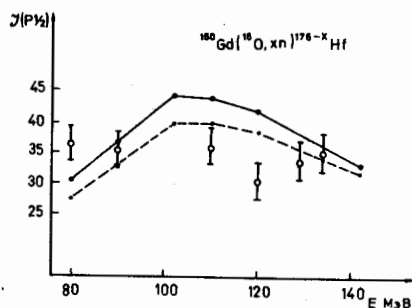


Рис.2. Величины момента $J(P_{1/2})$ для конечных систем при данной энергии E иона. Сплошная и пунктирная кривые - результаты расчета по программе GROG1 для $J_{\gamma}(P_{1/2})$ и $J(P_{1/2})$ соответственно.

данной полосы. Параметры распределения по спинам определяются следующим образом:

$$\bar{J} = \frac{\sum_i P_i \bar{J}_i}{\sum_i P_i}; \quad \sigma^J = \frac{\sum_i P_i \sigma_i^J}{\sum_i P_i} \quad /2/$$

Так же определяются и параметры распределений по спину для усредненной конечной системы при конкретной энергии налетающих ионов. Эти данные приведены в последних строках в табл.1 и 2. В модели с резким краем распределение по моментам составной системы имеет треугольную форму.

В этом случае среднее значение составляет $2/3$ от $J(P_{max})$ или от величины $J(P_{1/2})$, которая определяется как значение спина J , соответствующего половинному спаду распределения заселенностей состояний. На рис.1 приведены величины максимального момента $J(P_{1/2})$ для различных энергий налетающего иона. На рис.2 приведены значения $J(P_{1/2})$ для конечных систем при данной энергии иона, то есть величины $J(P_{1/2})$, усредненные по сечениям наблюдаемых каналов реакции.

III. РАСЧЕТЫ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКЦИИ В РАМКАХ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Экспериментальные величины средних множественностей γ -переходов позволяют получить параметры спинового распределения в данном канале реакции и в составном ядре. Достаточно надежно по множественности определяются средние значения \bar{J} и полуширины распределений. Однако такой переход от множественностей γ -лучей к распределению по спинам требует определенное представление о механизме реакции. Для перехода от распределения заселенностей по спину в конечных системах к распределению в составном ядре необходимо учесть изменения распределения при испускании каскада частиц. Кроме того, представляет интерес детальный анализ таких характеристик, как распределение заселенностей состояний по спинам и энергиям возбуждения, сравнение заселенностей, связанных с испусканием различных частиц и γ -квантов, анализ спектров частиц и γ -квантов. Установление основных закономерностей, предсказываемых статистической моделью, необходимо для надежной идентификации нестатистических эффектов, которые могут проявляться при достаточных больших энергиях налетающих частиц.

Мы провели расчеты статистических характеристик реакции $^{160}Gd(^{16}O, xn)^{176-x}Hf$ по программе GROG12^{16/} для энергий налетающих ионов от 80 до 142 МэВ /лабораторная система/. В программе вычисляется распределение заселенностей по спинам и энергиям возбуждения для всех каналов реакции, что необходимо для интерпретации экспериментальных данных по множественности γ -лучей.

1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО МОМЕНТАМ В СОСТАВНОМ ЯДРЕ И ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ

Обсудим сначала динамику изменения распределения заселенностей ядерных состояний по спинам при испускании последовательности частиц или γ -квантов.

Начальное распределение по спинам в составном ядре, связанное с сечением реакции, может быть рассчитано различными способами.

Полное сечение реакции

$$\sigma_R = \pi \lambda^2 \sum_{\ell} (2\ell + 1) T_{\ell}$$

На рис.3 приведены полученные таким способом распределения для энергий ^{16}O 80, 110 и 142 МэВ. В табл.3 приведены характеристики рассчитанных распределений для различных энергий. В первой колонке даны значения моментов $\ell(P_{max})$, соответствующих максимуму заселенностей, во второй колонке - величины

Таблица 3

Характеристики распределения по моментам в составном ядре

$E(^{16}\text{O})$ МэВ	1 (P_{\max})	2 ($P_{1/2}$)	3 σ_R mb.	4 σ_{ER} mb.	5 \bar{J}	6 σ_J
80	23	35	676	676	23,8	10,9
90	33	44	1060	1039	30,0	12,2
102	43	54	1427	1393	35,9	13,6
110	49	59	1620	1539	38,9	14,4
122	56	67	1857	1627	41,7	15,0
134	62	73	2044	1559	42,7	15,3
142	66	77	2146	1478	42,8	15,3

ℓ ($P_{1/2}$), соответствующие половинному спаду заселенностей. В третьей колонке даны полные сечения реакции σ_R .

Как отмечено в работах /3,7/, сечение образования составного ядра ограничивается конкуренцией процессов деления и глубоководных реакций, сечение которых быстро нарастает с увеличением момента ℓ . В наших расчетах вводилась резкая граница в распределении по моментам в составном ядре при $\ell=65$. Это значение выбрано в соответствии с теоретическими рекомендациями /7,8/ и приблизительно согласуется с полученными экспериментальными результатами. В четвертой колонке табл.3 дано сечение

образования составного ядра σ_{ER} , ограниченное по моменту величиной ℓ . В пятой и шестой колонках представлены средние значения момента \bar{J} и полуширины распределений σ_J .

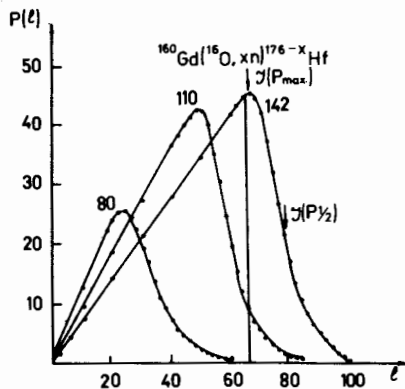


Рис.3. Начальные распределения по моментам ℓ в составном ядре. Цифры около кривых - энергии ионов в МэВ. Вертикальная линия проведена при значении $\ell_{\max} = 65$, принятом в расчетах в качестве максимального.

2. ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ ПРИ ИСПУСКАНИИ ЧАСТИЦ

Если задано начальное распределение $P_\mu(\bar{E}, \bar{J})$ заселенностей в ядре μ , то можно вычислить распределение заселенностей в ядре $\mu-1$:

$$P_{\mu-1}(E, J) = \sum_{\bar{E}} \sum_{\bar{J}} P_\mu(\bar{E}, \bar{J}) R_{\mu_k}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) / G,$$

где K - сорт частицы, испускание которых приводит к ядру $\mu-1$. Величина $R_{\mu_k}(\bar{E}, \bar{J}; E, J)$ пропорциональна вероятности испускания частицы K из ядра μ с энергией \bar{E} и спином \bar{J} в ядро $\mu-1$ с энергией E и спином J :

$$R_{\mu_1}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) = \rho_1(E, J) \sum_{s=|J-s|}^{J+s} \sum_{\bar{s}=|\bar{J}-s|}^{\bar{J}+s} T_{1\ell}(\epsilon).$$

Здесь $\rho_1(E, J)$ - плотность уровней в остаточном ядре; s - внутренний спин частицы; $T_{1\ell}(\epsilon)$ - коэффициент проницаемости для $\epsilon = \bar{E} - E - B_{\mu_1}$, где B_{μ_1} - энергия связи i -той частицы в ядре μ ; G - коэффициент нормировки, равный

$$G = \sum_i \sum_J \int R_{\mu_i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) dE.$$

Проницаемости $T_{1\ell}(\epsilon)$ для каждого канала рассчитывались по оптической модели с параметрами, приведенными в табл.4.

Плотность уровней выбиралась в приближении ферми-газа:

$$\rho(v, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}\sigma^3} \frac{a^{-1/4}}{(v-\delta)^{5/4}} \exp\left\{2\sqrt{a(v-\delta)} - \frac{J(J+1)}{2\sigma^2}\right\}.$$

Для ирраст-линии использовалось выражение

$$E_J = (J + 1/2)^2 / aR + \delta.$$

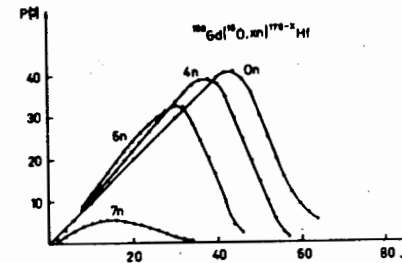


Рис.4. Распределения заселенностей по спином для разных нейтронных каналов при энергии иона ^{16}O 102 МэВ.

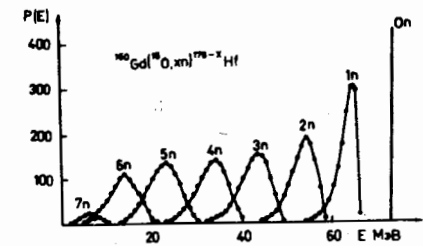


Рис.5. Распределения заселенностей по энергии возбуждения для разных нейтронных каналов при энергии иона ^{16}O 102 МэВ.

Таблица 4

Параметры оптического потенциала

	V	R _v	a _v	W	R _w	a _w	V _{s.o.}	R _{s.o.}	a _{s.o.}	R _c
n	48,0	I,17	0,75	10,8	I,27	0,60	6,2	I,01	0,75	-
p	49,0	I,17	0,75	10,8	I,32	0,51	6,2	I,01	0,75	I,25
a	180,0	I,20	0,75	15,0	I,70	0,60	-	-	-	I,30
¹⁶ O	40,0	I,09	0,75	61,8	I,05	0,72	-	-	-	I,30

Таблица 5

Характеристики распределения P(J) для различных энергий ¹⁶O

E(¹⁶ O) МэВ	Канал	E _r (МэВ)	J(P _{1/2})	\bar{J}	J _γ (P _{1/2})	$\bar{J}_γ$	σ _γ ^J	Сечение, мб
80	0n ÷ 3n	54,6 ÷ 24,1	35 ÷ 32	24 ÷ 22	-	-	-	-
	4n	15,6	31	21	35	24	8,4	310
	5n	6,8	24	16	24	16	6,7	302
90	0n ÷ 4n	63,7 ÷ 23,5	44 ÷ 41	30 ÷ 27	-	-	-	-
	5n	13,2	37	24	38	26	8,6	708
	6n	7,4	25	16	25	16	6,6	142
102	0n ÷ 4n	74,6 ÷ 33,2	54 ÷ 48	36 ÷ 32	-	-	-	-
	5n	22,2	46	31	49	39	8,1	309
	6n	14,3	40	26	40	27	9,0	704
	7n	6,4	27	17	27	17	6,9	110

Таблица 5 / продолжение /

E(¹⁶ O) (МэВ)	Канал	E _r (МэВ)	J(P _{1/2})	\bar{J}	J _γ (P _{1/2})	$\bar{J}_γ$	σ _γ ^J	Сечение, мб
110	0n ÷ 5n	81,9 ÷ 28,3	59 ÷ 46	39 ÷ 31	-	-	-	-
	6n	19,6	44	29	44	34	7,9	520
	7n	10,4	35	23	35	23	8,6	450
122	0n ÷ 6n	92,8 ÷ 28,3	67 ÷ 44	42 ÷ 30	-	-	-	-
	7n	17,4	41	28	41	31	8,0	440
	8n	11,6	34	22	30	22	8,3	310
134	0n ÷ 7n	103,7 ÷ 25,8	73 ÷ 46	37 ÷ 30	43 ÷ 25	-	-	-
	8n	17,2	36	24	24	36	7,4	270
	9n	9,3	31	20	20	31	7,5	180
142	0n ÷ 8n	111,0 ÷ 22,5	77 ÷ 34	43 ÷ 24	-	-	-	-
	9n	12,6	32	22	22	33	7,4	230
	10n	8,6	29	18	18	29	6,8	60

На каждом шаге, то есть при переходе от ядра μ к ядру $\mu-1$, в расчетах учитывается изменение заселенностей при испускании не только нейтронов, но и γ -квантов, а также протонов и α -частиц. Частицы с разной вероятностью испускаются из различных областей двумерного распределения $P_{\mu}(E, \bar{J})$, что может приводить к заметной деформации начального распределения по спинам, если сечения процессов сравнимы с полным сечением.

На рис.4 приведены типичные распределения заселенностей по спинам при энергии ^{18}O 102 МэВ для различных нейтронных каналов. На рис.5 для этих же условий приведены распределения заселенностей по энергии возбуждения.

Как правило, испускание первых нескольких нейтронов не приводит к качественным изменениям $P(J)$. В небольших пределах меняется только верхняя граница $P(J)$, что дает небольшие изменения среднего значения спина \bar{J} . Столь небольшое изменение в распределении заселенностей в дочерних ядрах на первых этапах реакции связано с относительно небольшим вкладом в полное сечение сечений испускания протонов, α -частиц и γ -квантов. На последующих стадиях наблюдается изменение формы распределения $P(J)$, которое связано с резко увеличивающимся вкладом γ -распада в сечение реакции. До тех пор, пока энергия возбуждения в остаточном ядре выше ~ 20 МэВ, сечение реакций определяется в основном нейтронным распадом, не приводящим к сильным деформациям распределения $P(J)$ /стадия I/. Значительные изменения в $P(J)$ наблюдаются в каналах реакций с испусканием большого числа нейтронов, то есть с начальными распределениями $P(E) \leq 20$ МэВ /стадия II/. В табл.5 для каждой энергии ^{18}O даны изменения средних моментов для I стадии реакций, характеристики распределения $P(E, J)$ для II стадии реакции.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ, ПРИВОДЯЩЕЕ К ИСПУСКАНИЮ НЕЙТРОНОВ, ПРОТОНОВ И α -ЧАСТИЦ

Как уже отмечалось, на I стадии реакции / $E^* > 20$ МэВ/ сечение испускания нейтронов составляет 90-95% полного сечения реакции. Поэтому распределение $P_n(E, J)$ для испускания нейтронов практически совпадает с распределением $P(E, J)$ родительского ядра. Различия начинают проявляться на II ступени реакции / $E^* < 20$ МэВ/. Типичная ситуация изображена на рис.6 / $E^{18}\text{O} = 102$ МэВ/. Распределение $P_n(J)$ для канала $4n$ практически полностью совпадает с начальным заселением в канале $4n$. Для канала $5n$ наблюдается небольшое различие, а для канала $6n$ различие довольно значительное. Максимум и среднее значение \bar{J} сдвигаются в сторону меньших значений, тем самым сдвигается в ту же сторону родительское распределение последующего канала реакции.

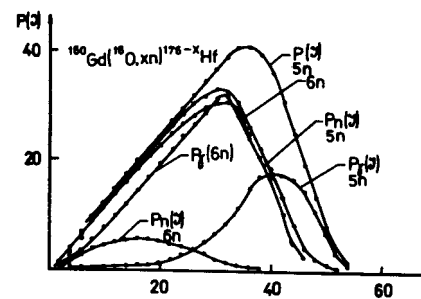


Рис.6. Распределения $P_{\gamma}(J)$, $P_n(J)$, $P(J)$ для разных каналов реакции при энергии иона ^{18}O 102 МэВ.

Сечения испускания протонов и α -частиц сравнимы между собой по порядку величины и составляют каждое менее 5% от полного сечения.

Распределения для протонов систематически сдвинуты в низкоспиновую область и оказываются более симметричными, чем нейтронные. Распределения для испускания α -частиц, наоборот, сдвинуты в высокоспиновую область и более асимметричны.

Распределения по энергиям возбуждения для испускания нейтронов, протонов и α -частиц практически не различаются.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ, ПРИВОДЯЩИЕ К ИСПУСКАНИЮ γ -ЛУЧЕЙ

Экспериментальное изучение множественности γ -переходов, связанных с дискретными γ -линиями или сплошным спектром γ -лучей, дает информацию о распределении по спинам состояний, приводящих к испусканию γ -лучей.

На I стадии реакции γ -излучение не конкурирует с нейтронным распадом. Как только возникает такая конкуренция, распределения $P_{\gamma}(J)$ могут существенно отличаться от родительского распределения $P(J)$. На рис.6 распределения $P_{\gamma}(J, 5n)$ и $P_{\gamma}(J, 6n)$ приведены вместе с соответствующими распределениями $P_n(J)$ и $P(J)$. В канале $5n$, где вклад в сечение от γ -излучения составляет $\sim 25\%$ полного сечения, распределение $P_{\gamma}(J, 5n)$ сильно отличается от $P(J, 5n)$. Максимум распределения сдвинут в сторону больших спинов, и это характерно при всех энергиях налетающих ионов /см. табл.5/ для каналов с минимальным наблюдающимся числом вылетевших нейтронов. Для следующего шага реакции γ -распад является уже основным типом распада и распределение $P_{\gamma}(J)$ практически совпадает с $P(J)$.

Поэтому переход от измеряемых распределений $P_{\gamma}(J)$ к распределениям $P(J)$ должен совершаться по-разному для разных каналов с учетом расчетов в статистической модели.

IV. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ. ОЦЕНКА МОМЕНТОВ ДЛЯ СОСТАВНОГО ЯДРА

Анализ данных, приведенных в таблице 5, и других теоретических результатов показывает, что вычисленные средние значения спинов состояний, приводящих к испусканию γ -лучей в данном канале реакции, оказываются очень чувствительными к энергии налетающих ионов. Изменение энергии ^{16}O на несколько МэВ может привести к изменению \bar{J}_γ на 25-30%. Поэтому сравнение вычисленных значений \bar{J}_γ для каждого канала реакции возможно только с теми экспериментальными данными, которые получены на тонкой мишени / $\sim 1 \text{ мг/см}^2$ / при малом разбросе по энергии в пучке и контроле за энергией ионов с точностью 1-2 МэВ. В то же время усредненные по сечениям величины достаточно хорошо описывают характеристики $P(J)$ конечной системы на первой стадии реакции, и эти величины можно сравнить с экспериментальными. На рис.2 представлены экспериментальные данные величин $J(P_{1/2})$, соответствующих половинному спаду заселенностей в конечной системе. Здесь же приведены теоретические результаты по состояниям, приводящим к γ -распаду - $J_\gamma(P_{1/2})$ и по полным заселенностям - $J(P_{1/2})$. Видно, что обе кривые согласуются между собой и кривая, описывающая полные заселенности, ближе к экспериментальным данным.

Наиболее яркой чертой полученных данных является независимость максимального момента в конечной системе от энергии налетающих ионов. Для данной реакции величина $J(P_{1/2})$ для конечной системы составляет 34,5, что соответствует $J=23$.

Таким образом, перед началом γ -разрядки ядро при всех изученных энергиях ^{16}O образуется при энергии возбуждения около 20 МэВ с распределением заселенностей состояний по спину, которое характеризуется $J=23$, $J(P_{1/2})=34,5$ и $\sigma(J)=12$. Отметим, что энергии возбуждения иррадируемых состояний со спином 23 и 34 равны соответственно 5,6 и 9,6 МэВ.

Оценка предельного момента $J(P_{1/2})$ для составного ядра по полученным экспериментальным данным может быть сделана различными способами. При этом необходимо учесть изменение среднего и граничного $J(P_{1/2})$ момента в процессе испускания нейтронов на первой стадии реакции. Если предположить, что при испускании одного нейтрона среднее значение \bar{J} распределения меняется на 1,5 единицы, то, оценив среднее число испущенных нейтронов, можно получить \bar{J} для составного ядра и затем $J(P_{1/2})$. Полученные таким образом величины $J(P_{1/2})$ представлены на рис.7 сплошными кружками. Предельный момент $J(P_{1/2})$ оказывается практически независимым от энергии ионов и равен $48 \pm 2 \hbar$.

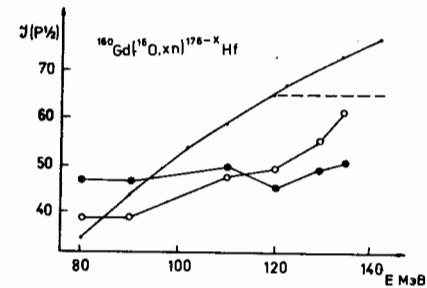


Рис.7. Величины $J(P_{1/2})$ для составной системы в зависимости от энергии ионов: ● - результаты обработки в предположении, что каждый нейтрон уносит момент $1,5 \hbar$; ○ - с учетом рассчитанного по программе GROCI изменения параметров распределений по спину; —●— расчеты по оптической модели; пунктирная линия - $l_{\max} = 65$.

Другую оценку можно получить, используя рассчитанные по статистической модели изменения моментов на первой стадии реакции. Эти данные содержатся в табл.5. Полученные с помощью программы GROCI2 величины $J(P_{1/2})$ нанесены на рис.7 светлыми кружками. Предельный момент меняется от 40 до 62 в изученном интервале энергий. Сплошной линией на рис.7 показано значение $J(P_{1/2})$, которое характеризует рассчитанное по оптической модели распределение во входном канале.

ВЫВОДЫ

1. С помощью описанной в /1/ установки были измерены средние множественности $\langle M \rangle$ γ -переходов и ширины распределения по множественности σ в конкретных условиях на ускорителе У-200 ЛЯР ОИЯИ для различных вращательных полос в ядрах ^{172}Lu - ^{168}Lu /каналы от 4л до 8л /. Эти величины относительно слабо меняются при изменении энергии ^{16}O и остаются в пределах 9-15. Значения σ группируются около величины $\langle M \rangle / 2$.

2. Получены предельные значения $J(P_{1/2})$, описывающие распределения заселенностей ядерных состояний по спину для каналов, в которых начинается конкуренция нейтронного и γ -распадов. Эти значения равны $\sim 34 \hbar$ и практически не зависят от энергии налетающих ионов.

3. Проведены расчеты различных характеристик реакции в статистической модели. Рассчитанные параметры распределения по спином сравниваются с экспериментальными. Детально изучена динамика изменений распределений по спином.

4. Получены значения $J(P_{1/2})$ для составной системы. Эти значения равны $48 \pm 2 \hbar$ при различных энергиях ^{16}O или $(50 \pm 10) \hbar$ в зависимости от способа обработки. Показано, что для получения

сведений о зависимости предельного значения $\ell_{\text{пред}}$ от энергии ^{16}O необходимо уточнить процедуру учета сброса момента на первых стадиях реакции.

Авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерсву за интерес к работе, профессору Ю.Ц.Оганесяну и Ю.Э.Пенионжкевичу за полезные обсуждения, А.М.Сухову и В.Г.Субботину - за помощь при запуске измерительной системы, коллективу эксплуатации циклотрона У-200 - за обеспечение четкой работы ускорителя, В.В.Кобекову и В.А.Лощенко за помощь в измерениях и обработке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Б.Ф. и др. ОИЯИ, Р7-82-15, Дубна, 1982.
2. Петров Б.Ф. и др. Изв.АН СССР, сер.Физ., 1980, 44, с.1970.
3. Hillis D.L. et al. Nucl.Phys., 1979, A325, p.216.
4. Simon R.S. et al. Nucl.Phys., 1977, A290, p.253.
5. Sie S.H. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p.405.
6. Grover G.R., Gilat J. Phys.Rev., 1967, 157, p.802.
7. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1977, т.2.
8. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. Ann.of Phys., 1974, 82, p.557.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

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

Петров Б.Ф. и др. P7-82-322
 Множественность γ -переходов в реакции $^{160}\text{Qd}(^{16}\text{O}, xn)^{176-x}\text{Hf}$
 Предельный угловой момент

Использованы результаты исследования гамма-разрядки высокоспиновых состояний, образующихся в реакции $^{160}\text{Qd}(^{16}\text{O}, xn)^{176-x}\text{Hf}$ при энергиях ионов от 80 до 134 МэВ. Основная задача работы - прямое экспериментальное определение параметров распределения заселенностей ядерных состояний по спинам в составном ядре при различных энергиях ионов. Для перехода от экспериментальных значений множественностей γ -лучей к параметрам используются результаты расчетов конкретной реакции в статистической модели. Получены предельные значения моментов, описывающие распределения заселенностей ядерных состояний по спинам, для каналов, в которых начинается конкуренция эмиссии нейтронов и γ -лучей.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Petrov B.F. et al. P7-82-322
 The Multiplicity of γ -Transitions in the Reaction $^{160}\text{Qd}(^{16}\text{O}, xn)^{176-x}\text{Hf}$.
 The Limiting Angular Momentum

On the basis of the results of investigation of γ -decay of the high-spin states formed in the reaction $^{160}\text{Qd}(^{16}\text{O}, xn)^{176-x}\text{Hf}$ at ^{16}O ion energies ranging from 80 to 134 MeV, the parameters of the spin distribution of the population of nuclear states in a compound nucleus are determined at different ion energies. To pass from the experimental values of the γ -ray multiplicities to these distribution parameters use is made of the results of statistical model calculations for a concrete reaction. The limiting values of angular momenta are obtained describing the nuclear state population distributions for the channels in which the competition begins between neutron and γ -emission.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод авторов.