

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

1863/82

19/4-82

P7-82-15

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

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

1982

I. ВВЕДЕНИЕ

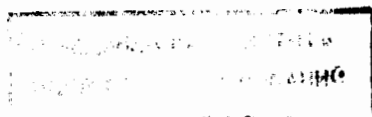
В последние годы появился ряд новых экспериментальных методов, позволяющих исследовать ядерные состояния с высокими /до нескольких десятков \hbar / значениями спинов. Такие состояния возбуждаются в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях 5-10 МэВ/нуклон. Гамма-разрядка высокоспиновых состояний может осуществляться в три стадии: 1/ испускание статистических квантов, приводящих к уровням вблизи "yrast" -линии; 2/ разрядка квадрупольными переходами вдоль "yrast" -линии, образующими широкий пик неразрешенных квадрупольных γ -переходов; 3/ разрядка через дискретные γ -переходы.

Системы многократных совпадений, подобные использованной в работе^{1/}, позволяют, с одной стороны, непосредственно измерять параметры распределения по множественности для γ -переходов в данной реакции, с другой - могут быть использованы как "фильтр множественности", выделяющий процесс, сопровождающийся испусканием каскада γ -квантов.

В настоящей работе система многократных интегральных совпадений, подробно описанная в^{2/}, применяется для исследования высокоспиновых состояний, заселяющихся в реакции $^{160}\text{Gd}(^{16}\text{O}, \text{xn})^{176}\text{-}^{\text{x}}\text{Hf}$. Измерения проведены для энергий ^{16}O от 5 до 9 МэВ/нуклон.

Измеряются средняя множественность и ширина распределения по множественности для различных каналов реакции. Делаются выводы о среднем значении спина в конечных ядрах и ширинах распределения по спинам. Обнаружено, что среднее значение спина состояний конечных ядер слабо зависит от энергии налетающих ионов в исследуемом диапазоне. Экспериментальные данные сравниваются с рассчитанными по статистической модели с помощью программы GROGI-2^{3/}. Рассчитанное изменение среднего момента ядерных состояний при переходе от составной системы к конечному продукту использовано для получения из экспериментальных данных сведений о среднем значении момента в составном ядре.

При нескольких энергиях налетающих ионов исследована конкуренция статистического спектра γ -лучей и пика неразрешенных квадрупольных переходов. Измерены спектры множественности γ -лучей, позволяющие оценить моменты инерции при значениях спинов около $40\hbar$.



II. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились на пучке ионов ^{16}O ускорителя У-200 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Использовалась мишень ^{160}Gd толщиной $\sim 5,5$ мг/см². Токи $^{16}\text{O}^{+4}$ составляли несколько наноампер. Энергии ионов ^{16}O /лабораторная система/ менялись от 80 до 134 МэВ. Измерения проводились с помощью системы многократных совпадений^{/2/}, которая первоначально использовалась для измерения множественности γ -переходов при распаде радиоактивных изотопов^{/4/}. Общий вид системы изображен на рис.1. Она состоит из 12 детекторов NaJ(Tl), размерами 63x63 мм, расположенных на равном расстоянии от мишени. Эффективность регистрации гамма-лучей слабо зависит от энергии в диапазоне 0,2-1,0 МэВ и составляет в среднем 0,007 для одного детектора.

Сцинтилляционные блоки смонтированы в свинцовой камере, обеспечивающей защиту от перерасеяния гамма-квантов и уменьшающей фон от внешних источников облучения. Внутри свинцовой защиты размещалась тонкостенная вакуумная камера для мишени. Интенсивность пучка на мишени контролировалась с помощью цилиндра Фарадея, расположенного за пределами камеры, и по загрузке спектрометрического тракта.

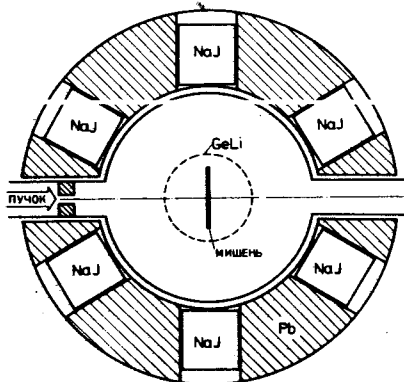
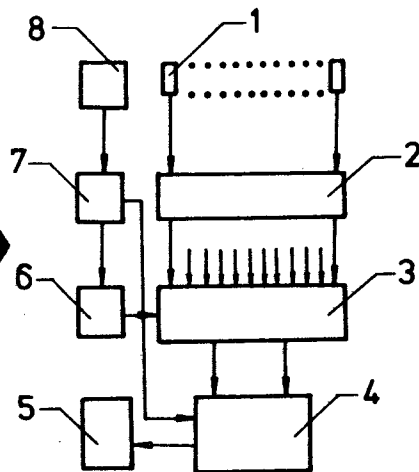


Рис.1. Общий вид установки.

Рис.2. Блок-схема установки: 1 - детекторы NaJ(Tl); 2 - схема временной привязки; 3 - мажоритарная схема совпадений; 4 - система накопления и обработки информации; 5 - анализатор (TRIDAC); 6 - схема временной привязки; 7 - предусилитель; 8 - полупроводниковый детектор.



Электронная система установки включает временной и энергетический тракты полупроводникового детектора, набор трактов формирования сигналов временной привязки для сцинтилляционных детекторов, мажоритарную схему совпадений, линии задержки и систему обработки и накопления информации, разработанную в ЛЯР ОИЯИ, построенную из модулей стандарта КАМАК и накопителя-анализатора на 4096 каналах "TRIDAC". Блок-схема системы приведена на рис.2.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ДИСКРЕТНЫХ СПЕКТРОВ

При энергиях ионов ^{16}O 80, 90, 110, 120, 129 и 134 МэВ измерены с помощью Ge(Li) -спектрометра спектры γ -лучей различной кратности: P_0 , P_1 , P_2 , P_3 , P_4 . Спектры кратности P_0 соответствуют случаям, когда γ -квант определенной энергии попал в Ge(Li) -спектрометр, а ни в одном из кристаллов NaJ(Tl) γ -квант не зарегистрирован /спектры антисовпадений/. Кратность P_1 соответствует случаям, когда одновременно с импульсом в Ge(Li) спектрометре возник импульс в одном из 12 NaJ(Tl) детекторов /двойные совпадения/. Кратность P_2 соответствует событиям, когда одновременно с импульсом в Ge(Li) спектрометре возникает 2 импульса в любой паре NaJ(Tl) детекторов, P_3 - 3 импульса в любых трех детекторах и т.д. В качестве примера на рис.3 приведены спектры γ -лучей различных кратностей при энергии ^{16}O , равной 80 МэВ. Наблюдаемые линии соответствуют γ -переходам между уровнями вращательных полос в каналах 4п и 5п.

Идентификация линий в γ -спектрах проведена на основе анализа известных энергий переходов, относительных интенсивностей линий, зависимости относительных интенсивностей от энергии ионов и в некоторых случаях - по множественности γ -линий. Относительные интенсивности линий, пропорциональные сечению в данном канале реакции, качественно согласуются с расчетами функций возбуждения по программе GROGI-2 и по методу, предложенному в работе^{/5/}. Имеющиеся расхождения могут быть объяснены экспериментальными условиями /толщина мишени и разброс энергии ионов/.

При энергии налетающих ионов 80 и 90 МэВ со сравнимой интенсивностью заселяются вращательные полосы в канале 4п (^{172}Hf) и 5п (^{171}Hf).

В наших спектрах полоса основного состояния ^{172}Hf может быть прослежена до спина $20^+ /6-8/$. Линии, соответствующие разрядке состояний 14^+ и ниже, оказываются достаточно интенсивными для надежного определения средней множественности. Боко-

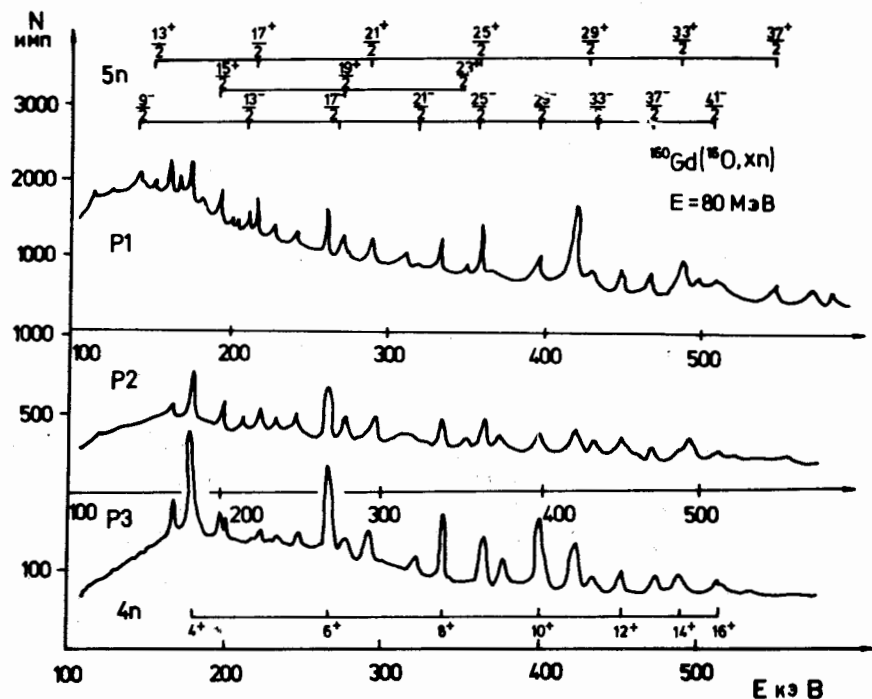


Рис.3. Спектры γ -лучей кратностей P_1, P_2, P_3 .
 В верхней части рисунка показаны полосы, заселяемые
 в реакции $5n$, в нижней части - полоса, заселяемая
 в реакции $4n$.

вые полосы, а также полосы, построенные на изомерных состояниях^{9/}, в наших условиях не проявились.

В ^{171}Hf известно несколько полос^{10/}. Две полосы, построенные на основном состоянии $7/2^+$ [633], прослеживаются до спинов $41/2^+$. Интенсивно заселяется полоса на состоянии $1/2^-$ [521] с последовательностью $1/2^- - 5/2^- - 9/2^- - 13/2^-$ и т.д. Другая последовательность $1/2^- - 3/2^- - 7/2^- - 11/2^-$ и т.д. плохо проявилась. Практически не видны в наших измерениях полосы, построенные на изомерных состояниях.

При энергии ^{16}O , равной 90 МэВ, относительное сечение в канале $4n$ уменьшается, и появляются линии, соответствующие каналу $6n$ (^{170}Hf). Основные линии в спектре принадлежат каналу $5n$. Заселяются те же полосы, что и при энергии 80 МэВ. При энергии 110 МэВ максимум сечения приходится на канал $6n$. Наблюдаются линии, соответствующие разрядке уровней

полосы основного состояния со спинами $\leq 20^+ / 6,7/$. Линий, соответствующих каналу $5n$, при этой энергии идентифицировано не было. Слабые линии, наблюдающиеся в спектре, относятся к каналу $7n$ (^{169}Hf). Тот же характер спектра сохраняется и при энергии 120 МэВ. Однако соотношение интенсивностей линий в канале $6n$ и $7n$ меняется. Появляются слабые линии канала $8n$. В ^{169}Hf известно несколько полос^{11/}. Две полосы с отрицательной четностью построены на основном состоянии $5/2^-$ [523]. Обе полосы интенсивно заселяются в наших спектрах. Так же интенсивно заселяются и две полосы с положительной четностью, построенные на состоянии $5/2^+$ [642]. При энергиях 129 и 134 МэВ основными линиями в спектрах являются линии в каналах $7n$ и $8n$. В канале $8n$ (^{168}Hf) идентифицируются уровни со спином до $16^+ / 6,7/$.

Анализ $\text{Ge}(\text{Li})$ спектров различных кратностей позволяет сделать следующие общие заключения об используемой методике и характере экспериментальных данных.

1. Использование системы многократных совпадений в сочетании с $\text{Ge}(\text{Li})$ спектрометром позволяет получить чистые γ -спектры с кратностью p_2 и p_3 . Это связано с тем, что фоновые линии, сильно искажающие одиночный спектр /или спектр p_0 /, имеют малые множественности и сильно подавлены в спектрах высоких кратностей.

2. В спектрах кратностей p_2 и p_3 проявляется большое число слабых линий, имеющих высокую множественность и, возможно, соответствующих переходам между высокоспиновыми состояниями вращательных полос.

3. Достигнутая в реальных условиях статистическая точность достаточна для надежного определения среднего значения множественности и второго момента распределения по множественности.

IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ И ШИРИНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ ДЛЯ γ -ПЕРЕХОДОВ

Множественность γ -переходов определяется как среднее число γ -квантов, совпадающих по времени с данными, выделенными γ -квантами. Для чистого каскада из $M+1$ кванта вероятность наблюдения события кратности p системой из N детекторов равна ^{1,2/}

$$W_N^p(M) = C_N^p \sum_{k=0}^p (-1)^{k-p} C_p^k [1 - (N-k)\epsilon]^M. \quad /1/$$

Здесь C_N^p и C_p^k - числа сочетаний, ϵ - телесный угол /с учетом эффективности регистрации/ для одного детектора $NaJ(Tl)$. Если для множественности наблюдается некоторое распределение, то надо перейти к средним значениям вероятности регистрации $\langle W_p(E_{ik}) \rangle$. Нормированные площади линии E_{ik} в спектрах различных кратностей связаны с величинами $\langle W_p(E_{ik}) \rangle$:

$$\langle W_p(E_{ik}) \rangle = \frac{S_p(E_{ik})}{\sum_p S_p(E_{ik})} \quad /2/$$

Для величины $\langle W_p(E_{ik}) \rangle$ можно получить выражение

$$\langle W_p(E_{ik}) \rangle = C_N^p \sum_{k=0}^p (-1)^{p-k} C_p^k [1-(N-k)\epsilon]^{<M>} \times \sum_j \frac{\mu_j \ln^j [1-(N-k)\epsilon]}{j!} \quad /3/$$

Здесь μ_j - моменты распределения: $\mu_j = \langle (M - \langle M \rangle)^j \rangle$. Более удобная система уравнений получается при переходе от величин $\langle W_p(E_{ik}) \rangle$ к величинам $\langle W_N^p(E_{ik}) \rangle$, которые представляют собой вероятности ненаблюдения совпадений в $N-p$ детекторах:

$$\langle W_N^p(E_{ik}) \rangle = \sum_{k=0}^p C_p^k (C_N^k)^{-1} \langle W_k(E_{ik}) \rangle \quad /4/$$

Обозначив $y_p = \ln [1-(N-p)\epsilon]$, получаем выражение

$$\frac{\ln \langle W_N^p(E_{ik}) \rangle}{y_p} = \langle M \rangle + y_p \frac{\mu_2}{2!} + y_p^2 \frac{\mu_3}{3!} + \dots \quad /5/$$

Из экспериментально измеряемых площадей линий в спектрах различных кратностей $S_p(E_{ik})$ можно получить величины $\langle W_p(E_{ik}) \rangle$ или $\langle W_N^p(E_{ik}) \rangle$ по формулам /2/ и /4/ и, решая систему уравнений /3/ или /5/, вычислить значения средней множественности $\langle M \rangle$ и более высоких моментов. Такой подход реализуется для сильных линий, измеренных в благоприятных условиях. Однако реальная экспериментальная ситуация накладывает некоторые ограничения на его применимость. Прежде всего, оказывается практически бесполезным спектр P_0 , так как в нем содержатся сильные фоновые линии невысокой множественности, затрудняющие измерения площадей интересующих нас линий. Поскольку в установке измеряются одновременно спектры только четырех кратностей, то нет данных об интенсивности линий в спектрах кратности > 4 . Существенной проблемой является также учет случайных совпадений. Выражения для восстановления P_0 и учета

совпадений высоких кратностей даны в работе /12/, однако их применение, как показывает анализ, может привести к большим погрешностям.

Более надежным является способ, основанный на подгонке измеряемых отношений площадей линии методом наименьших квадратов с заданной формой распределения по множественности. В предположении гауссовской формы распределения получена система уравнений для величин $\langle W_p(E_{ik}) \rangle$:

$$\langle W_p(E_{ik}) \rangle = (1-(N-p)\epsilon)^{M+1/2} \sigma^2 \ln(1-(N-p)\epsilon) \quad /6/$$

при прямом суммировании ряда /5/ в предположении, что распределение по множественности гамма-лучей является нормальным.

Эта система уравнений решалась методом наименьших квадратов с начальными значениями:

$$\langle M_{нач.} \rangle = \frac{S_2 \cdot 2}{S_1 (N-1) \epsilon} \quad \sigma_{нач.} = \frac{\langle M_{нач.} \rangle}{2} \quad /7/$$

В результате имеем полную интенсивность линии, т.е. сумму площадей линии во всех кратностях, величину среднего значения распределения по множественности $\langle M \rangle$ и второй момент распределения $\mu_2 = \sigma^2$. Как правило, получается очень хорошая точность подгонки к экспериментальным отношениям площадей линий. Погрешность для $\langle M \rangle$ и σ составляет в основном ± 1 для сильных линий и ± 2 - для слабых.

Таблица 1

Средние множественности $\langle M \rangle$ и ширины распределения σ для γ -переходов в реакции $^{160}Gd(^{16}O, n)^{172}Hf$

E_{γ} кэВ	$I_{\gamma} \rightarrow I_i$	$E(^{16}O)=80$ МэВ		$E(^{16}O)=90$ МэВ	
		$\langle M \rangle$	σ	$\langle M \rangle$	σ
213,6	$4^+ \rightarrow 2^+$	14,0	6,3	16,3	8,5
320,4	$6^+ \rightarrow 4^+$	17,4	-	11,5	-
410,2	$8^+ \rightarrow 6^+$	13,5	6,2	18,5	12,2
485,4	$10^+ \rightarrow 8^+$	11,6	7,8	12,3	8,3
545	$12^+ \rightarrow 10^+$	18,2	8,0	8,1	7,6
589	$14^+ \rightarrow 12^+$	13,5	6,1	-	-
622	$16^+ \rightarrow 14^+$	12,0	5,6		
		14,3	6,7	13,1	9,1

Таблица 2

Средние множественности $\langle M \rangle$ и ширины распределения σ для γ -переходов в реакции $^{160}\text{Gd}(^{16}\text{O}, 5n)^{171}\text{Hf}$

E γ кэВ	I $_i$ \rightarrow I $_i$	E(^{16}O)=80 МэВ		E(^{16}O)=90 МэВ	
		$\langle M \rangle$	σ	$\langle M \rangle$	σ
$7/2^+$ [633] (I)					
267	$17/2^+ \rightarrow 13/2^+$	9,5	5,6	10,8	5,1
354	$21/2^+ \rightarrow 17/2^+$	10,8	5,1	12,7	5,8
440	$25/2^+ \rightarrow 21/2^+$	7,1	3,6	10,8	5,1
522	$29/2^+ \rightarrow 25/2^+$	10,3	4,9	10,8	8,4
598	$33/2^+ \rightarrow 29/2^+$	9,1	5,6	10,1	4,8
		10,2	5,2	11,4	6,4
$7/2^+$ [633] (II)					
236	$15/2^+ \rightarrow 11/2^+$	-	-	12,6	5,9
334	$19/2^+ \rightarrow 15/2^+$	8,6	6,5	9,5	6,6
429	$23/2^+ \rightarrow 19/2^+$	10,4	5,0	14,0	6,3
516	$27/2^+ \rightarrow 23/2^+$	-	-	-	-
593	$31/2^+ \rightarrow 27/2^+$	13,0	6,0	-	-
		10,7	5,8	12,0	6,3
$1/2^-$ [521] (III)					
258	$13/2^- \rightarrow 9/2^-$	11,2	5,6	12,2	6,7
330	$17/2^- \rightarrow 13/2^-$	8,6	6,5	11,6	7,9
390	$21/2^- \rightarrow 17/2^-$	12,8	8,4	-	-
440	$25/2^- \rightarrow 21/2^-$	7,1	3,6	9,8	4,7
486	$29/2^- \rightarrow 25/2^-$	11,6	7,8	12,3	8,3
528	$33/2^- \rightarrow 29/2^-$	16,8	-	15,5	10,6
571	$37/2^- \rightarrow 33/2^-$	15,0	8,3	16,5	-
		12,7	7,3	13,6	8,4

Таблица 3

Средние множественности $\langle M \rangle$ и ширины распределения σ для γ -переходов в реакции $^{160}\text{Gd}(^{16}\text{O}, 6n)^{170}\text{Hf}$

E γ кэВ	I $_i$ \rightarrow I $_i$	E(^{16}O)=90 МэВ	E(^{16}O)=110 МэВ	E(^{16}O)=120 МэВ	E(^{16}O)=129 МэВ	E(^{16}O)=134 МэВ	
		$\langle M \rangle$	σ	$\langle M \rangle$	σ	$\langle M \rangle$	σ
220,9	$4^+ \rightarrow 2^+$	5,1	11,1	4,9	9,1	4,9	-
320,4	$6^+ \rightarrow 4^+$	-	13,3	5,5	12,7	6,3	11,9
400,2	$8^+ \rightarrow 6^+$	9,8	14,6	4,8	12,9	4,6	14,8
462,0	$10^+ \rightarrow 8^+$	8,3	11,9	5,9	13,3	6,3	12,3
510,7	$12^+ \rightarrow 10^+$	-	8,3	4,3	8,3	4,1	7,4
550,3	$14^+ \rightarrow 12^+$	-	12,2	6,3	15,2	6,7	15,1
584,3	$16^+ \rightarrow 14^+$	-	-	-	10,2	7,5	15,9
		9,2	12,6	5,5	12,6	5,8	14,0
		5,4	10,8	4,8	12,6	5,8	14,0
		6,5	12,6	4,8	12,6	5,8	14,0

Средние множественности $\langle M \rangle$ и ширины распределения σ для γ -переходов в реакции $^{160}\text{Gd}(^{16}\text{O}, 7n)^{169}\text{Gd}$.

E γ кэВ	I \downarrow \rightarrow I \downarrow кэВ	E(^{16}O)=110 МэВ		E(^{16}O)=120 МэВ		E(^{16}O)=129 МэВ		E(^{16}O)=134 МэВ	
		$\langle M \rangle$	σ	$\langle M \rangle$	σ	$\langle M \rangle$	σ	$\langle M \rangle$	σ
полосы 5/2 $^+$ [642] (I)									
218,6	17 $\frac{1}{2}^- \rightarrow 13\frac{1}{2}^+$	11,9	4,9	9,6	4,7	9,1	4,9	-	-
326,4	21 $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 17\frac{1}{2}^+$	11,2	5,6	8,3	4,2	12,2	5,9	11,2	6,5
423,4	25 $\frac{1}{2}^- \rightarrow 21\frac{1}{2}^+$	9,1	4,6	7,6	5,7	10,6	5,3	14,4	6,3
569,7	33 $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 29\frac{1}{2}^+$	-	-	8,0	4,1	9,7	5,5	13,6	5,9
полосы 5/2 $^+$ [642] (II)									
207,1	15 $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 11\frac{1}{2}^+$	13,3	5,5	11,7	5,7	10,4	5,1	13,7	6,3
330,8	19 $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 15\frac{1}{2}^+$	-	-	-	-	-	-	17,9	7,4
437,9	23 $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 19\frac{1}{2}^+$	8,8	4,5	8,6	4,5	9,5	5,6	12,3	5,8
528,0	27 $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 23\frac{1}{2}^+$	9,0	4,4	8,7	4,9	8,0	4,2	12,4	5,7
полосы 5/2 $^+$ [523] (III)									
267,1	13 $\frac{1}{2}^- \rightarrow 9\frac{1}{2}^-$	16,1	-	-	-	18,7	4,3	12,5	5,8
346,2	17 $\frac{1}{2}^- \rightarrow 13\frac{1}{2}^-$	19,5	4,9	11,4	3,4	10,3	5,1	12,0	5,9
4. 11,0	21 $\frac{1}{2}^- \rightarrow 17\frac{1}{2}^-$	14,6	7,0	13,4	6,0	10,1	7,3	13,5	10,0
460,6	25 $\frac{1}{2}^- \rightarrow 21\frac{1}{2}^-$	11,9	5,9	9,8	5,7	13,3	6,3	12,3	5,7
490,2	29 $\frac{1}{2}^- \rightarrow 25\frac{1}{2}^-$	7,0	3,8	4,4	4,4	8,7	4,7	11,0	5,4
Таблица 4 / продолжение /									
		15,5	5,9	11,5	5,0	13,1	5,8	12,6	6,9

Средние множественности $\langle M \rangle$ и ширины распределения σ для γ -переходов в реакции $^{160}\text{Gd}(^{16}\text{O}, 8n)^{168}\text{Gd}$

E γ кэВ	I \downarrow \rightarrow I \downarrow кэВ	E(^{16}O)=110 МэВ		E(^{16}O)=129 МэВ		E(^{16}O)=134 МэВ	
		$\langle M \rangle$	σ	$\langle M \rangle$	σ	$\langle M \rangle$	σ
261,5	4 $^+ \rightarrow 2^+$	11,4	5,4	8,7	4,6	10,1	4,9
371,2	6 $^+ \rightarrow 4^+$	7,4	5,0	8,1	5,0	13,3	3,6
456,6	8 $^+ \rightarrow 6^+$	9,8	5,7	9,7	5,0	12,3	5,7
522,0	10 $^+ \rightarrow 8^+$	12,1	5,5	15,3	-	12,4	5,7
569,8	12 $^+ \rightarrow 10^+$	8,0	4,1	9,7	5,5	13,6	5,9
551,6	14 $^+ \rightarrow 12^+$	10,9	5,5	15,2	6,7	15,1	6,7
Таблица 5							
		8,4	5,2	11,1	5,4	11,0	5,4

В табл.1-5 представлены результаты измерений, сгруппированные по вращательным полосам в каждом канале реакции. В первых колонках таблиц даны энергии γ -переходов между вращательными уровнями данной полосы, во второй - последовательность спинов начального и конечного состояний. В следующих приведены значения средних множественностей $\langle M \rangle$ и величин σ для тех энергий налетающих ионов, при которых данная линия надежно наблюдается. В последней строке каждой таблицы представлены средние значения $\langle M \rangle$ и σ для каждой полосы. Эти величины получены без учета линий, заведомо содержащих вклад от примесных линий малой множественности. В нечетных ядрах, где заселяется несколько полос, указаны характеристики низших состояний.

Как видно из таблиц, значения множественностей заключены в диапазоне от 9 до 15, что соответствует 11-17 гамма-переходам в каскаде. Величины σ группируются вокруг значения, равного половине средней множественности.

Авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову за интерес к работе, профессору Ю.Ц.Оганесяну и Ю.Э.Пенионжевичу 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. Nagemann G. et al. Nucl.Phys., 1975, A245, p.166.
2. Петров Б.Ф. и др. Изв. АН СССР, сер.Физ., 1980, 44, с.1970.
3. Grover G.R., Gilat J. Phys.Rev., 1967, 157, p.802.
4. Петров Б.Ф., Крафт О.Е., Наумов Ю.В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, 44, с.1823.
5. Каманин В.В., Карамян С.А. ОИЯИ, P7-80-412, Дубна, 1980.
6. Stephens F.S., Lark N.L., Diamond R.M. Nucl.Phys., 1965, 63, p.82.
7. Bochev V. et al. Nucl.Phys., 1977, A282, p.159.
8. Walker P.M. et al. Nucl.Phys., 1977, A293, p.481.
9. Walker P.M., Dracoulis G.D., Johnston A. Phys.Rev., 1980, C21, p.464.
10. Dracoulis G.D., Walker P.M. Nucl.Phys., 1979, A330, p.186.
11. Rezanek I. et al. Phys.Rev., 1975, C11, p.1767.
12. Hillis D.L. et al. Nucl.Phys., 1979, A325, p.216.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 января 1982 года.

Петров Б.Ф. и др.

Множественность γ -переходов в реакции $^{160}\text{Gd}(^{16}\text{O}, xn)^{176-x}\text{Hf}$.

P7-82-15

Исследована гамма-разрядка ядерных состояний с высокими значениями спинов в реакции $^{160}\text{Gd}(^{16}\text{O}, xn)^{176-x}\text{Hf}$ при энергиях ионов ^{16}O от 5 до 9 МэВ/нуклон. Использована система многократных интегральных совпадений. Измерена средняя множественность гамма-лучей и распределение по множественности для разных каналов реакции. Сделаны выводы о средних значениях спина в конечных ядрах, обнаружено, что среднее значение спина слабо зависит от энергии налетающих ионов. Экспериментальные данные сравниваются с рассчитанными в статистической модели по программе GROGI-2.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Petrov B.F. et al.

γ -Transition Multiplicity in the $^{160}\text{Gd}(^{16}\text{O}, xn)^{176-x}\text{Hf}$

P7-82-15

Reaction.

The gamma-decay of high spin nuclear states in the $^{160}\text{Gd}(^{16}\text{O}, xn)^{176-x}\text{Hf}$ reaction is investigated at ion energies from 5 up to 9 MeV/nucleon. The multiplicity integral coincidence technique was used. The average multiplicity and the multiplicity distribution of γ -rays for other reaction channels have been measured. The conclusions are drawn as to spin average values for residual nuclei. It has been discovered that this average values has a weak dependence of particle energy. The experimental and calculated data on statistical model with GROGI-2 program using are compared.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.