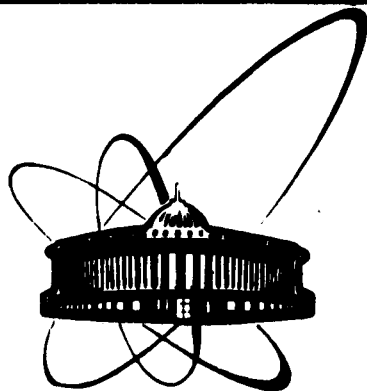


89-318



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 724

P15-89-318

А.Д.Антонов *, Н.П.Балабанов *,
Ю.П.Гангрский, Ф.Г.Кондев, С.Г.Маринова*,
Х.Г.Христов

ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
С ВЫЛЕТОМ α -ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ
ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Университет им. П.Хилендарского, Пловдив, НРБ

1989

1. Введение

Изучение фотоядерных реакций позволяет получить важные сведения о структуре и свойствах атомных ядер. Успехи, достигнутые в описании электромагнитных взаимодействий, стимулируют эксперименты по изучению процессов испускания различных частиц из возбужденных ядер в этих реакциях. Одним из таких направлений исследований являются фотоядерные реакции типа (γ, α) , которые представляют уникальную возможность изучения процесса формирования α -частиц в возбужденном ядре. Сравнение сечений реакций (γ, α) и других реакций позволило бы судить о роли предравновесных процессов, влиянии входного канала и т.д.

Однако реакции (γ, α) исследованы сравнительно слабо, особенно это касается детальных измерений функций возбуждения (можно лишь отметить результаты работ^{1-3/}). Одной из причин этого являются малые значения сечений (порядка долей миллибарна) и связанные с этим трудности выделения реакций (γ, α) на фоне других, более интенсивных процессов.

Целью данной работы является измерение сечений и функций возбуждения реакций (γ, α) для ядер в широком диапазоне Z и A при энергиях γ -квантов в области гигантского дипольного резонанса (18-25 МэВ), сравнение с другими аналогичными реакциями и теоретическими расчетами.

2. Методика эксперимента

Исследования были проведены на пучке тормозного излучения микротрона МТ-25 ЛЯР ОИЯИ. Образцы, содержащие обогащенные изотопы исследуемых ядер, облучались при энергиях ускоряемых электронов в диапазоне 18 - 25 МэВ при среднем токе пучка 12 - 15 мкА. Мониторирование потока γ -квантов осуществлялось с помощью пластинок из меди натурального изотопного состава, которые облучались вместе с образцами. Для определения выхода реакций (γ, α) на исследуемых ядрах применен метод наведенной активности. Он позволяет разнести во времени операции облучения и измерения, что устраняет трудности, связанные с наличием сильного излучения вокруг ускорителя во время его работы. В наших измерениях γ -излучение ядер-продуктов, накапливаемых в облучаемых образцах из реакции (γ, α) на ядрах мишени, регистрировалось с помощью полупроводниковых детекторов (одного из чистого Ge объемом $2,1 \text{ см}^3$, другого $GeLi$, 60 см^3). Характеристики мишеней (химический состав

и обогащение исследуемым изотопом) и ядер-продуктов (период полураспада, энергия и интенсивность измеряемой γ -линии^{4/}) приведены в табл. I.

Таблица I

Характеристики ядер-мишеней и ядер-продуктов реакции (γ, α)

ядра-мишени			ядра-продукты			
изотоп	состав	обогащ., %	изотоп	$T_{1/2}$	E_{γ} , кэВ	\bar{I} , %
^{51}V	V_2O_5	99,75	^{47}Sc	3,42 дн.	159,4	73
^{65}Cu	Cu (нат)	30,9	^{61}Co	1,7 час	67,5	86
^{76}Ge	GeO	77,0	^{72}Zn	46,5 час	144,8	83
^{93}Nb	NbO	100	^{89m}Y	16 с	909	99
^{170}Br	Br_2O_3	98,0	^{166}Dy	3,40 дн.	82,5	12
^{181}Ta	Ta (нат)	100	^{177}Lu	6,71 дн.	208	11

Измерения для каждого из исследуемых ядер проводились периодически в течение нескольких дней, чтобы убедиться, что убывание активности регистрируемой γ -линии соответствует значению периода полураспада ожидаемого продукта. В случае короткоживущего продукта реакции - ^{89m}Y ($T_{1/2}=16$ с) использовалась методика быстрой транспортировки облученного образца с помощью пневмопочты. Большое внимание было уделено учету вклада от интерферирующих реакций на примесях других элементов (или изотопов исследуемых элементов) в облучаемом образце. Содержание этих примесей определялось при облучении образцов быстрыми и тепловыми нейтронами на реакторе. Во всех случаях вклад от этих примесей не превышал нескольких процентов.

3. Экспериментальные результаты

Выход реакций (γ, α) на исследуемых ядрах при различных граничных энергиях тормозного излучения определялся относительным методом путем сравнения площадей пиков γ -лучей ядер-продуктов (табл. I) и аннигиляционного излучения ($E_{\gamma}=511$ кэВ) ядра ^{64}Cu ($T_{1/2}=12,7$ ч), образующегося в реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)$. Зависимость выхода этой реакции от граничной энергии тормозного излучения хорошо известна [1-3, 7]. Для определения выходов реакций (γ, α) таким методом использовалось соотношение

$$Y_i(E_{\gamma\text{max}}) = \frac{S_i (1 - e^{-t_2/\tau_i}) e^{-t_2/\tau_i} t_m \epsilon_m \bar{I}_m N_m}{\tau_i \epsilon_i I_i N_i S_m (1 - e^{-t_2/\tau_m}) e^{-t_2/\tau_m}} Y_m(E_{\gamma\text{max}}), \quad (I)$$

где S - площадь пика в γ -спектре, ϵ - эффективность регистрации измеряемой γ -линии, \bar{I} - её интенсивность, отнесенная на один акт распада, N - число ядер исследуемого изотопа в образце, t_1 , t_2 и t_3 - соответственно времена измерения, облучения и выдержки до измерения, τ_i и τ_m - времена жизни ядра-продукта и монитора. В остальных обозначениях i относится к изучаемому ядру, а индекс m - к монитору.

Определенные таким способом значения выходов реакций (γ, α) при различных значениях граничных энергий тормозного излучения приведены в табл.2. Для ядер ^{65}Cu , ^{93}Nb и ^{181}Ta получены значения выходов при граничной энергии 25 МэВ, а для ядер ^{51}V , ^{76}Ge и ^{170}Er - при нескольких граничных энергиях в диапазоне 18,5 - 25 МэВ.

Таблица 2

Выходы реакций (γ, α) при различных граничных энергиях тормозного излучения

МэВ	Выход, (моль·Р) ⁻¹					
	^{51}V	^{65}Cu	^{76}Ge	^{93}Nb	^{170}Er	^{181}Ta
25,0	$1,0 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^3$	$3,9 \cdot 10^3$		$2,5 \cdot 10^2$
24,5	$9,4 \cdot 10^3$				$2,8 \cdot 10^3$	
23,0			$1,8 \cdot 10^3$			
21,5	$5,2 \cdot 10^3$		$1,1 \cdot 10^3$		$5,2 \cdot 10^2$	
20,5	$2,9 \cdot 10^3$				$1,7 \cdot 10^2$	
18,5	$5,8 \cdot 10^2$		$1,0 \cdot 10^2$		$1,4 \cdot 10^1$	

Абсолютная ошибка приведенных в табл.2 выходов составляет 10-15%. Она определяется ошибкой значений выходов мониторов, статистической погрешностью счетов в пике измеряемой γ -линии и неопределенностями фона и эффективности регистрации γ -излучения. В то же время относительная ошибка выходов для одной и той же реакции, но при разных граничных энергиях тормозного излучения не превышает 1-2%.

Измеренные выходы реакций (γ, α) при выбранной граничной энергии тормозного излучения связаны с сечениями $\sigma(E_\gamma)$ известным интегральным соотношением:

$$\gamma(E_{\gamma\text{max}}) = \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\gamma\text{max}}} \sigma(E_\gamma) N_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (2)$$

где $E_{\text{пор}}$ - пороговая энергия реакции, $N_\gamma(E_\gamma)$ - интенсивность тормозного излучения при энергии E_γ . Поэтому если измерен выход лишь при одном значении $E_{\gamma\text{max}}$, то из него можно определить интегральное сечение реакции:

$$\sigma_{\text{инт}}(E_{\gamma\text{max}}) = \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\gamma\text{max}}} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (3)$$

При этом $\gamma(E_{\gamma\text{max}})$ и $\sigma_{\text{инт}}(E_{\gamma\text{max}})$ связаны соотношением

$$\gamma(E_{\gamma\text{max}}) = \frac{\sigma_{\text{инт}}(E_{\gamma\text{max}})}{E_{\gamma\text{max}} - E_{\text{пор}}} \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\gamma\text{max}}} N_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (4)$$

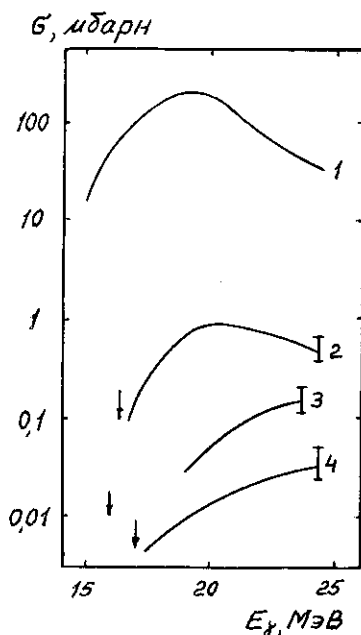
Для реакций (γ, α) порог принимался равным сумме энергии связи α -частицы (B_α) и её кулоновского барьера (E_α^k). Хотя α -частицы и испускаются из ядра с энергиями ниже кулоновского барьера за счет туннельного эффекта, вклад этого процесса в интегральное сечение, как будет видно ниже из функций возбуждения, невелик. Полученные таким способом интегральные сечения при граничной энергии тормозного излучения 25 МэВ, а также значения B_α , рассчитанные из масс ядер^{/5/}, и E_α^k , взятые из расчетов по оптической модели^{/6/}, представлены в табл.3. При этом в качестве реперного использовалось интегральное сечение реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ при $E_{\gamma\text{max}}=25$ МэВ, равное 1,12 МэВ·барн^{/7/}. В случае реакции $^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha)$ приведенное в табл. 3 сечение относится лишь к образованию ядра ^{89}Y в изомерном состоянии (основное состояние стабильно), поэтому полное сечение этой реакции выше.

Таблица 3

Интегральные сечения реакций (γ, α)

Реакция	B_α МэВ	E_α^k МэВ	$\sigma_{\text{инт}}$, МэВ·мбарн		
			данная работа $E_{\gamma\text{max}}=25$ МэВ	другие работы	
$^{51}\text{V}(\gamma, \alpha)$	-10,6	6,6	4,8(1,4)	4,3(1,0) 5,5(2,0) 12(2)	24,5МэВ/3/ 32 МэВ/1/ 32 МэВ/2/ 32 МэВ/1/
$^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)$	-6,3	8,2	9,2(2,0)	10(20)	
$^{76}\text{Ge}(\gamma, \alpha)$	-7,5	9,0	1,3(3)		
$^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha)$	-1,2	11,5	1,2(3)		
$^{170}\text{Er}(\gamma, \alpha)$	0	17,6	0,5(2)		
$^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)$	1,5	18,4	0,055(15)	0,14(3)	32 МэВ/1/

В случае ядер ^{51}V , ^{76}Ge и ^{170}Er , для которых выходы измерены при нескольких граничных энергиях тормозного излучения, можно, пользуясь выражением (2), определить сечения при различных энергиях γ -излучения и построить функцию возбуждения реакции (γ, α) . Малое число экспериментальных точек позволяет судить об общем ходе сечений с ростом энергии γ -излучения и об их величине. Поэтому при определении сечений использовалась усредненная кривая, полученная из экспериментальных значений выходов методом наименьших квадратов в предположении гладкой зависимости $\sigma(\gamma, \alpha)$ от E_γ . Значения сечений получены методом "минимизации направленной расходимости"^{/8/}, который наиболее эффективно применяется при нахождении функций возбуждения вблизи порогов реакций^{/9/}. Реакции (γ, α) в исследуемой области энергий относятся именно к такому типу.



Полученные таким методом функции возбуждения представлены на рис.1. Для всех них характерен быстрый рост с увеличением энергии γ -излучения, а затем выход на плато. При этом область плато сдвигается в сторону больших энергий с ростом атомного номера ядра. Для реакции $^{51}\text{V}(\gamma, \alpha)$ наблюдается слабый спад сечения при энергиях γ -излучения выше 20 МэВ.

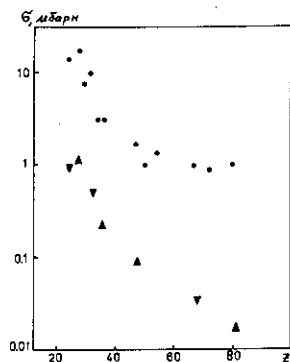
Рис.1. Функции возбуждения реакций:

- 1 - $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$,
- 2 - $^{51}\text{V}(\gamma, \alpha)^{47}\text{Sc}$,
- 3 - $^{76}\text{Ge}(\gamma, \alpha)^{72}\text{Zn}$,
- 4 - $^{170}\text{Yr}(\gamma, \alpha)^{166}\text{Du}$.

Стрелками указаны пороги реакций $B_\alpha + E_\alpha^k$.

4. Обсуждение результатов

Другой особенностью реакций (γ, α) являются их малые сечения по сравнению с другими реакциями с вылетом α -частиц, например (n, α) или (p, α) . На рис.2 представлена зависимость от Z сечений реакций (γ, α) при энергиях γ -излучения 23 - 25 МэВ и реакций (n, α) при энергиях нейтронов 14,7 МэВ^{10/}. Эти энергии γ -квантов и нейтронов приводят к близким энергиям возбуждения составного ядра. Из рис.2 видно,



что сечения реакций (γ, α) значительно меньше сечений реакций (n, α) , и эта разница растет с увеличением Z , достигая двух порядков. Известные интегральные сечения реакций (γ, α) для других ядер также подтверждают эту закономерность. Такое поведение сечений может означать, что играющие

Рис.2. Зависимость от атомного номера (Z) сечений реакций (n, α) - \bullet и (γ, α) - наши данные - ∇ , работа^{10/} - \blacktriangle .

большую роль в реакции (n, α) прямые процессы значительно слабее проявляются в реакции (γ, α) . Подобное заключение следует и из сравнения сечений реакций (γ, α) и (γ, p) — сечение последних, где вклад прямых взаимодействий велик, заметно больше.

Малый вклад прямых процессов в реакциях (γ, α) позволяет использовать для их описания статистическую теорию ядерных реакций. Поэтому представляет интерес провести сравнение отношений сечений реакций (γ, α) и (γ, n) , основываясь на представлениях этой теории. Отношение сечений этих реакций определяется отношением приведенных парциальных ширин уровней для испускания α -частицы и нейтрона:

$$\frac{\sigma(\gamma, \alpha)}{\sigma(\gamma, n)} = \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n}. \quad (5)$$

Отношение парциальных ширин в статистической теории описывается выражением, которое при учете массовых чисел и спиновых множителей испускаемых частиц имеет вид^{/11/}

$$\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n} = \frac{2 \int_0^{E-B_\alpha} \rho_1(E-B_\alpha-E_\alpha) E_\alpha \sigma(E_\alpha) dE_\alpha}{\int_0^{E-B_n} \rho_2(E-B_n-E_n) E_n \sigma(E_n) dE_n}, \quad (6)$$

где E — энергия возбуждения составного ядра, $\rho_1(E-B_\alpha-E_\alpha)$ и $\rho_2(E-B_n-E_n)$ — плотности уровней конечных ядер после испускания соответственно α -частицы и нейтрона с кинетической энергией E_α или E_n и энергией связи B_α или B_n , $\sigma(E_\alpha)$ и $\sigma(E_n)$ — сечения обратных реакций для этих частиц^{/6/} (использованы расчеты сечений по оптической модели для α -частиц^{/12/} и нейтронов^{/12/}). При этом предполагалось, что в ядре имеются сформированные α -частицы (подобно протонам или нейтронам).

Конечные ядра после испускания α -частиц и нейтронов находятся в разных энергетических диапазонах: в первом случае 3 – 8 МэВ, во втором 8 – 18 МэВ. Поэтому для вычисления α - и нейтронной ширин привлекаются различные модельные представления и, соответственно, разные выражения для плотностей уровней^{/13/}. Эти выражения для модели с постоянной температурой (при $E < B_n$) и для модели ферми-газа (при $E > B_n$) имеют вид

$$\rho(E) = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E-\delta}{T}\right), \quad (7)$$

$$\rho(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{24 a^{3/4} (E-\delta)^{3/4}} \exp\{2\sqrt{a(E-\delta)}\}, \quad (8)$$

где T — температура ядра, a — параметр плотности уровней в модели ферми-газа, δ — энергия спаривания.

На основе выражений (6 – 8) были рассчитаны отношения $\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n}$ для ядер ^{51}V , ^{76}Ge и ^{170}Er в измеряемом диапазоне энергий возбуждения. В этих расчетах были использованы средние расстояния между уровнями ($2 \sim \frac{1}{\rho}$) при энергиях связи нейтрона и значения параметров T , a и δ , полученные из анализа нейтронных резонансов^{/14, 15/} (таблица 4).

Таблица 4

Параметры статистической модели, используемые для расчетов Γ_{α}/Γ_n

Ядро	Реакция	B_n МэВ	$D, \text{эВ}$ ($E = B_n$)	a МэВ ⁻¹	T МэВ	δ МэВ
⁴⁷ Sc	⁵¹ V(γ, α)	10,8	$5 \cdot 10^3$		1,1	1,7
⁵⁰ V	⁵¹ V(γ, n)	9,3	$3 \cdot 10^3$	7,2		0
⁷² Zn	⁷⁶ Ge(γ, α)	8,9	$5 \cdot 10^3$		0,8	2,5
⁷⁵ Ge	⁷⁶ Ge(γ, n)	8,5	$8 \cdot 10^3$	11,8		1,3
¹⁶⁶ Dy	¹⁷⁰ Er(γ, α)	7,1	$8 \cdot 10^1$		0,6	1,5
¹⁶⁹ Er	¹⁷⁰ Er(γ, n)	7,2	$1 \cdot 10^2$	21,8		0,8

Расчитанные отношения Γ_{α}/Γ_n , а также экспериментальные, полученные из отношений сечений реакций (γ, α) и (γ, n) (последние приведены в работе ^{16/}) при энергиях возбуждения 20 и 24 МэВ, представлены в табл.5. Видно удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных отношений Γ_{α}/Γ_n , что указывает на применимость статистической модели с принятыми в ней параметрами для описания функций возбуждения и значений сечений реакций (γ, α) в области гигантского дипольного резонанса.

Таблица 5

Расчетные и экспериментальные значения Γ_{α}/Γ_n

Ядро	$E_{\gamma} = 20$ МэВ		$E_{\gamma} = 25$ МэВ	
	экспер.	расчет	экспер.	расчет
⁵¹ V	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$
⁷⁶ Ge	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$6,1 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$
¹⁷⁰ Er	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$8,0 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{-4}$

Некоторое превышение экспериментальных отношений Γ_{α}/Γ_n над расчетными для ядра ¹⁷⁰Er могло бы указывать на заметный вклад прямых реакций в случае больших Z , однако его можно устранить небольшим изменением (не выходящим за рамки принимаемых в других расчетах) параметров плотностей уронеи.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы, А.Г.Белову за облучение образцов на микротроне, В.Е.Жучко и А.Тончеву за помощь в измерениях и обработке результатов, Ю.М.Ципенюку за полезные обсуждения.

Литература

1. Erdos P., Scherrer P., Stoll P. Helv. Phys. Acta, 1957, 30, p.639.
2. Carver J.H. Proc. Phys. Soc., 1961, 77, p.417.
3. Daul P., Hummel H. Phys. Rev., 1959, 115, p. 1264.
4. Lederer C.M., Shirley V.S. Tables of Isotopes, 7th Ed., John Wiley, 1978.
5. Wapstra A.H., Audi B. Nucl. Phys., 1985, A432, p.1.
6. Igo G. Phys. Rev., 1959, 115, p. 1665.
7. Katz L., Cameron A.G. Can. J. Phys., 1951, 29, p.518.
8. Тараско М.З. Препринт ФЭИ № 156, Обнинск, 1969.
9. Кучко В.Е. ЯФ, 1977, 25, с.299.
10. McLane V., Dunford C.L., Rose P.F. Neutron Cross-Section, v. 2, Acad. Press, 1988.
11. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИЛ, М., 1954.
12. Dostrovsky I., Fraenkel Z., Friedlander G. Phys. Rev., 1959, 116, p. 683.
13. Игнатюк А.В. Статистические свойства атомных ядер. Энергоатомиздат, М., 1983.
14. Baba H. Nucl. Phys., 1970, 159, p.625.
15. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M. Nucl. Phys., 1973, 217, p. 269.
16. Bergman B.L. Atom. Data Nucl. Data Tables, 1975, 15, p. 319.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 мая 1989 года.