

лучению продукта активации для i -го детектора; $N_{\text{я}}^i$ — число ядер нуклида-мишени в i -м детекторе; σ^i — сечение активации нуклида-мишени в i -м детекторе в спектре нейтронов моделирующего опорного поля (см. таблицу); λ^i — постоянная распада для продукта активации в i -м детекторе.

Погрешность определения плотности потока нейтронов $\delta\varphi$ рассчитывали по формуле

$$\delta\varphi = 1,1\sqrt{(\delta A_0^i)^2 + [\delta S^i(E)^2 + (\delta N_{\text{я}}^i)^2 + (\delta\sigma^i)^2 + (\delta\lambda^i)^2 + (\delta t_0^i)^2]}.$$

Она составляла не более 8%. Созданный измерительный комплекс был использован для градуировки по чувствительности к нейтронам ионизационных камер, подвесок ионизационных камер СУЗ ЯЭУ с требуемой для практики точностью измерений. Как отмечалось, градуировка осуществлялась в моделирующем опорном поле ОИ-Т-34 с применением специального радиометра нейтронов с активационными детекторами из меди и диспрозия, проградуированного в моделирующем опорном поле эталонного источника нейтронов, активационные детекторы которого выполнены в виде полосок из тонкой фольги толщиной 0,2 мм и длиной, равной длине окружности в сечении градуированного детектора нейтронов. В процессе градуировки устанавливали непосредственно на поверхности детектора.

Градуировка осуществлялась по согласованным с ВНИИФТРИ методике определения плотности потока нейтронов при испытании детекторов нейтронов по чувствительности к нейтронам в канале ИК-6 стенда «Квант» и методике испытаний контрольных образцов детекторов по чувствительности к нейтронам в канале ИК-6 стенда «Квант».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кошелев А.С., Одинцов Ю.М., Маслов Г.Н., Севастьянов В.Д. Источник тепловых нейтронов для калибровки детекторов «нулевой» толщины. — Приборы и техника экспер., 1999, № 3, с. 19—26.
2. Васильев Р.Д., Ярына В.П., Севастьянов В.Д. Государственный специальный эталон единицы плотности потока нейтронов для области измерений на ядерно-физических установках. — Измерит. техника, 1974, № 7, с. 10—14.
3. Методические указания МИ 1393-86. Характеристики реакторных нейтронных полей. Методика нейтронно-активационных измерений. М., ВНИИФТРИ, 1986, с. 1—21.
4. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. Стандартное поле нейтронов в центре активной зоны БИР-2. — Атомная энергия, 1994, т. 76, вып. 1, с. 55—61.
5. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М., Севастьянов В.Д. Измерение температуры нейтронов детекторами из меди и лютетия. — Тезисы докл. VII. Рос. научной конференции «Защита от ионизирующих излучений ядерно-технических установок», 22—24 сентября 1998, Обнинск, с. 173—175.
6. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Петров В.Ю. КАСКАД — комплексная вычислительная программа для метода интегральных нейтронных детекторов. — Тезисы докл. V Всес. сов. по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях, 3—7 декабря 1990 г. М., НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 116—117.

Поступила в Редакцию 22.12.99

УДК 539.172.2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Белов А.Г., Гангрский Ю.П. (ОИЯИ), Гудима К.К. (Институт физики,
Молдавия), Зузаан П. (Университет, Улан-Батор, Монголия)

Фотоядерные реакции занимают особое место в ядерной физике. Это объясняется их особенностями. Во-первых, взаимодействие γ -излучения с ядрами является электромагнитным, что позволяет провести корректное описание процесса [1]. В результате

данные о структуре изучаемых в таких реакциях ядер являются наиболее определенными и мало зависящими от модельных представлений. Во-вторых, высокая интенсивность и большая проникающая способность γ -излучения современных ускорителей электронов позволяет достигать больших выходов исследуемых нуклидов. Поэтому фотоядерные реакции находят широкое применение и в прикладных областях — активационном анализе, получении медицинских препаратов.

Цель настоящей работы — теоретические расчеты и измерение интегральных сечений (γ, n) -реакций ядер с помощью активационного метода при энергии возбуждения в районе гигантского дипольного резонанса. Такие измерения расширяют систематику сечений фотоядерных реакций, их сравнение с расчетами дает новую информацию о взаимодействии с электромагнитным излучением. Хотя фотоядерные реакции исследуются интенсивно, данных об интегральных сечениях (γ, n) -реакций, измеренных с высокой точностью по единой методике и в одинаковых условиях, явно недостаточно. К тому же их значительная часть (они систематизированы в обзоре [2]) получена с помощью метода регистрации нейтронов, который не позволяет точно учесть вклад нейтронов более сложных реакций, таких, как $(\gamma, 2n)$, (γ, pn) и др. при энергии выше порога (15—18 МэВ). Используемый в настоящей работе активационный метод, где четко фиксируется конечное ядро, исключает вклад этих реакций.

Экспериментальная методика. Интегральные сечения (γ, n) -реакций измеряли в тормозном излучении, граничная энергия которого могла меняться в широких пределах (от 5 до 25 МэВ). Источником тормозного излучения являлся выведенный пучок электронов микротрона МТ-25 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Описание микротрона и его основные характеристики приведены в работе [3]. Энергию электронов выбирали либо переходом с одной орбиты на другую, либо изменением магнитного поля, определяли путем измерения напряженности магнитного поля микротрона методом ядерного магнитного резонанса и частоты ускоряющего электрического поля. Измерения показали, что разброс энергии электронов за время эксперимента (несколько часов) не превышал 50 кэВ.

Для получения тормозного излучения пучок электронов диаметром 5 мм направляли на охлаждаемый водой вольфрамовый диск толщиной 2 мм (тормозную мишень), за которым располагался алюминиевый поглотитель толщиной 30 мм. Тормозная мишень служила также коллектором тока электронов, который измеряли с помощью интегратора электрического заряда.

Т а б л и ц а 1. Характеристики облучаемых образцов

Нуклид	Содержание, %	Химическое соединение	Масса образца, мг
^{45}Sc	100	Sc	80
^{59}Co	100	Co	115
^{63}Cu	69,1	Cu	140
^{89}Y	100	$\text{Y}(\text{NO}_3)_3$	35
^{90}Zr	51,5	Zr	120
^{110}Pd	13,5	Pd	105
^{133}Cs	100	CsCl	90
^{132}Ba	67	$\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$	55
^{140}Ce	88,5	Ce_2O_3	110
^{148}Nd	93	Nd_2O_3	70
^{197}Au	100	Au	65
^{204}Pb	87	Pb	60

Облучаемые мишени помещали непосредственно за алюминиевым поглотителем. Обычно они имели форму диска диаметром 15 мм, толщиной 50—150 мг/см². Измерения угловой расходимости, выполненные активационным методом, показали, что более 95% тормозного излучения проходит через облучаемую мишень. Это существенно уменьшало поправки на потери тормозного излучения, проходящего мимо мишени. В качестве облучаемых образцов использовали как чистые металлы, так и различные соединения. Обычно они содержали природную смесь изотопов, но в некоторых случаях были обогащены исследуемым изотопом. Перечень облучаемых изотопов с их процентным содержанием в образце и химическим соединением представлен в табл. 1.

Образующиеся в (γ, n) -реакциях нуклиды идентифицировали по γ -излучению и периоду полураспада. Спектроскопические характеристики нуклидов приведены в табл. 2 (использовали их схемы распада [4]). Спектры γ -излучения через выбранные промежуточные времена измеряли Ge(Li)-детектором объемом 60 см³, разрешением 2,8 кэВ для линии 1332 кэВ ⁶⁰Co. Эффективность детектора определяли с помощью набора стандартных источников ОСГИ. Спектры обрабатывали с помощью программы ACTIV [5], позволяющей разделять сложный γ -спектр с близкими линиями.

Т а б л и ц а 2. Спектроскопические характеристики конечных продуктов реакций

Нуклид	$T_{1/2}$	E_{γ} , кэВ	I_{γ} , %	α
⁴⁴ Sc	2,44 сут	1157	99,9	<0,01
⁵⁸ Co	70,8 сут	811	99,4	<0,01
⁶² Cu	9,73 мин	511	99,6	0
⁸⁸ Y	106,6 сут	1836	99,3	<0,01
⁸⁹ Zr	78,4 ч	909	99,0	<0,01
¹⁰⁹ Pd	13,4 ч	88,0	3,6	27
¹³² Cs	6,47 сут	668	97,5	<0,01
¹³¹ Ba	12 сут	124	28,0	0,74
		496	36,0	0,01
¹³⁹ Ce	137,2 сут	166	79,9	0,23
¹⁴⁷ Nd	11 сут	91,0	25,5	2,9
		531	12,0	0,02
¹⁹⁶ Au	6,18 сут	356	87,6	0,044
²⁰³ Pb	52 ч	279	81,0	0,16

Обычно в экспериментах ток ускоренных электронов составлял ~20 мкА, продолжительность облучения — до нескольких часов (в зависимости от периода полураспада продуктов реакций), продолжительность измерения определяли скоростью счета для набора необходимой статистики (несколько тысяч импульсов в пике измеряемой γ -линии). Как правило, одновременно облучали несколько образцов, их комбинацию меняли. Сравнение относительных выходов продуктов реакций при разном облучении повышало достоверность результатов. В каждом эксперименте одновременно с образцами облучали медную фольгу того же размера толщиной 0,1 мм. Интегральные сечения (γ, n) -реакций для ⁶³Cu и ⁶⁵Cu хорошо известны [2, 5] и служили эффективным контролем правильности полученных результатов.

Результаты экспериментов. Анализ и обработка спектров γ -излучения позволили определить площадь γ -линий, которые связаны с распадом изотопов, образующихся в фотоядерных реакциях. Из этих площадей были получены выход реакций (число ядер — продуктов (γ, n) -реакций, образующихся за время облучения t_1 , при интенсивности тормозного излучения от порога реакции $E_{\text{пор}}$ до граничной энергии спектра E_0) по формуле

$$Y = \frac{S(1 + \alpha)(1 - \exp(-\lambda t_1))\exp(-\lambda t_3)}{\lambda \eta \epsilon t_2},$$

где S — площадь γ -линии в спектре; α — коэффициент конверсии γ -излучения; $\lambda = 0,693/T_{1/2}$ — константа радиоактивного распада; $t_{1,2,3}$ — продолжительность измерения и задержки между облучением и измерением соответственно; η — доля измеренной γ -линии по отношению к числу распадов; ϵ — эффективность регистрации γ -излучения. Полученный таким способом выход продукта (γ, n) -реакции при облучении мишени тормозным излучением связан с сечением реакции соотношением

$$Y = A \int_{E_{\text{пор}}}^{E_0} \sigma(E) N(E) dE,$$

где A — число атомов исследуемого изотопа в мишени; $\sigma(E)$ — сечение реакции при энергии γ -квантов E ; $N(E)$ — число γ -квантов энергией E в тормозном спектре.

Интегральное сечение реакции представляет собой площадь, ограниченную функцией возбуждения (γ, n)-реакции в интервале энергии от пороговой до границы тормозного спектра, и может быть выражено через указанное сечение

$$\sigma_{\text{инт}} = \int_{E_{\text{пор}}}^{E_0} \sigma(E) dE.$$

Интегральное сечение и выход реакции связаны приближенным соотношением

$$\sigma_{\text{инт}} = \frac{Y(E_0 - E_{\text{пор}})}{\int_{E_{\text{пор}}}^{E_0} N(E) dE}.$$

Измеренные таким способом интегральные сечения приведены в табл. 3. Они представляют средневзвешенные из нескольких измерений с погрешностью $\sim 10\%$. Основной вклад в них вносят погрешности определения потока электронов (5%) и площади γ -линий после вычета фона ($3-6\%$). Неопределенность остальных величин (эффективность детектора, продолжительность измерения, облучения и задержки, коэффициенты конверсии γ -излучения, доля γ -линии в спектре) значительно меньше. Расхождение полученных значений с известными в обзоре [2] данными для ^{63}Cu , ^{90}Zr , ^{103}Rh и ^{197}Au при близкой граничной энергии тормозного излучения не выходит за пределы совместных ошибок обоих измерений.

Расчеты интегральных сечений (γ, n)-реакций использовали модель предравновесного распада возбужденных ядер [7], модифицированную [8] для учета специфики фото-ядерных реакций в рассматриваемой области энергии — коллективизации входных ядерных возбуждений типа частица-дырка (ph) в гигантский дипольный резонанс. Интегральное сечение (γ, n)-реакции имеет вид [8]

$$\sigma_{\text{инт}} = \int_{B_n}^{E_0} dE_{\gamma} S(E_{\gamma}) \sigma_{\gamma}(E_{\gamma}) \int_{B_n}^{E-B_n} d\epsilon W_n(E_{\gamma}, \epsilon),$$

где B_n — энергия связи нейтрона; ϵ — его кинетическая энергия; $S(E_{\gamma})$ — спектр тормозного излучения с граничной энергией E_0 (задается формулой Шиффа [9]). На основе этой формулы был рассчитан спектр тормозного излучения для условий проводимого эксперимента [10]. Сечения фотопоглощения $\sigma_{\gamma}(E_{\gamma})$ γ -кванта энергией E_{γ} рассчитывали по формуле [11]

$$\sigma_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{\sigma_{\text{max}}}{((E_{\gamma}^2 - E_{\text{max}}^2)/(E_{\text{max}} \Gamma_{\text{max}}))^2 + 1},$$

где сечение в максимуме

Т а б л и ц а 3. Экспериментальные и расчетные интегральные сечения (γ, n)-реакций

Реакция	$E_{\text{пор}},$ МэВ	$\sigma, \text{мб} \cdot \text{МэВ}$	
		Эксперимент	Расчет
$^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44}\text{Sc}$	11,32	340 ± 30	146
$^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$	10,82	405 ± 40	250
$^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$	10,85	510 ± 40	270
$^{89}\text{Y}(\gamma, n)^{88}\text{Y}$	11,48	530 ± 50	900
$^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$	11,97	520 ± 50	990
$^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109}\text{Pd}$	8,81	1100 ± 100	1248
$^{133}\text{Cs}(\gamma, n)^{132}\text{Cs}$	9,0	1450 ± 100	1400
$^{132}\text{Ba}(\gamma, n)^{131}\text{Ba}$	9,80	1550 ± 120	1535
$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139}\text{Ce}$	9,19	1900 ± 150	1635
$^{148}\text{Nd}(\gamma, n)^{147}\text{Nd}$	7,33	1980 ± 200	1759
$^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$	8,10	2350 ± 200	2412
$^{204}\text{Pb}(\gamma, n)^{203}\text{Pb}$	8,39	2320 ± 200	2539

$$\sigma_{\max} = \frac{120NZ}{\pi A \Gamma_{\max}}, \quad (1)$$

положение максимума

$$E_{\max} = 77,9A^{-1/3} (1 - \exp(-A/238)) + 34,5A^{-1/6} \exp(-A/238), \quad (2)$$

ширина резонанса $\Gamma_{\max} = 6$ МэВ для всех ядер [12].

Вероятность $W_n(E_\gamma, \epsilon)$ распада ядра с вылетом нейтрона кинетической энергией ϵ можно представить в виде суммы — вероятности $W_{n1}(E_\gamma, \epsilon)$ процесса предравновесного распада ядра из начального состояния двухквазичастичного возбуждения частица-дырка (ph) с числом экситонов $n_0 = p + h = 2$ в конечное состояние статистического равновесия и вероятности $W_{n2}(E_\gamma, \epsilon)$ эмиссии нейтрона из этого конечного равновесного состояния

$$W_n(E_\gamma, \epsilon) = W_{n1}(E_\gamma, \epsilon) + W_{n2}(E_\gamma, \epsilon). \quad (3)$$

Эмиссия нейтрона на стадии установления статистического равновесия возможна из любого состояния с числом экситонов $n_0 \leq n < n_2$. Для описания временного поведения возбужденной ядерной системы, позволяющего единым образом описать процесс усложнения ядерного состояния за счет внутриядерных переходов с изменением числа экситонов $\Delta n = \pm 2$ и эмиссии частиц в непрерывный спектр, использовали метод Монте-Карло [7]. Вклад испускания частиц на стадии статистического равновесия вычисляется естественным образом, когда $n \geq n_2$. Таким образом, используемый метод позволил рассчитать эмиссию нейтронов на всех стадиях (γ, n) -реакции. Кроме того, этот метод дал возможность включить конкурирующие каналы испускания изотопов водорода и гелия и кратной эмиссии нейтронов, роль которых в исследуемой области энергии велика.

Для учета группировки уровней ph под действием остаточных ядерных сил в выражение для плотности экситонных состояний введен точно повторяющий зависимость от энергии сечения фотопоглощения [8] модулирующий фактор $\bar{p}_{ph}$

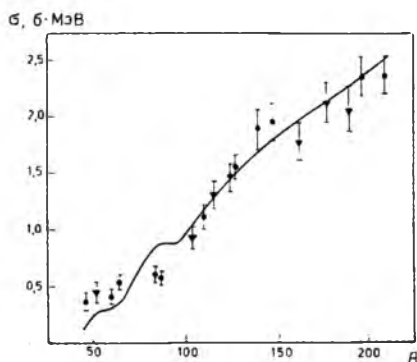
$$\bar{p} = 1/k \left[\left(\frac{E^2 - E_{\max}^2}{E \Gamma_{\max}} \right)^2 + 1 \right] \bar{p}_{ph}$$

с параметром $k = 6$, независимым от энергии возбуждения E , A и Z мишени. Физический смысл такой модуляции состоит в том, что система сравнительно долго живет в исходных ph-состояниях, способствуя усилению эмиссии нейтрона прямо из исходного состояния. Это позволяет объяснить наблюдаемые в эксперименте высокоэнергетические «хвосты» спектров нейтронов для многих ядер при разной энергии [9]. В некоторых случаях вклад высокоэнергетической части спектра фотонейтронов в интегральное сечение (γ, n) -реакции может достигнуть 20%.

Другим существенным параметром модели предравновесного распада является параметр плотности уровней, для которого использована параметризация [13]

$$a/A = 0,154 - 6,3 \cdot 10^{-5} A. \quad (4)$$

Все остальные детали расчетов можно найти в работах [8, 9]. На основе описанной модели были проведены расчеты интегральных сечений (γ, n) -реакций для ядер от ^{45}Sc до ^{208}Pb . Зависимость этих сечений от массового числа ядра представлена на рисунке, сечения — в табл. 3. Видна гладкая зависимость интегрального сечения от массового числа ядра для ядер с $A > 100$ и нерегулярности сечений в районе $A \sim 90$ и $A \sim 60$. Эти нерегулярности связаны с магическими числами протонов $Z = 28$ и нейтронов $N = 28$ и $N = 50$. Вблизи этих Z и N наблюдаются отклонения от гладкой за-



Зависимость интегрального сечения (γ, n) -реакции от массового числа ядра мишени A:

— — расчет; ● — эксперимент; ▽ — $|2|$ $E_{\max}$ и $\Gamma_{\max}$, определяемых выражениями (1) — (3), при переходе к легким ядрам. То же может относиться и к параметру плотности уровней (выражение (4)). Очевидно, что необходима корректировка параметров для достижения лучшего согласия с экспериментом в области легких ядер. Следует, однако, отметить, что для детального сравнения и определенных выводов в этой области ядер важна более полная информация об интегральных сечениях.

В заключение можно отметить, что измеренные значения интегральных сечений (γ, n) -реакций позволили расширить систематику сечений фотоядерных реакций, а их сравнение с расчетом — выделить область использования описанной модели с единым набором параметров.

Авторы выражают благодарность Ю.Ц. Оганесяну, М.Г. Иткису и Ю.Э. Пенионжквичу за внимание к работе, В.Д. Тонееву и В.Е. Жучко — за полезные обсуждения, МАГАТЭ — за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд-во МГУ, 1979.
- Ditrich R., Berman B. Atlas of photoneutron cross sections with monoenergetic photons. — Atomic Data Nuclear Data Tables, 1988, v. 38, № 2, p. 199—338.
- Белов А.Г. Микротрон МТ-25. — Труды рабочего совещания по использованию микротронов в ядерной физике, Пловдив, 1993. Дубна, Д15-93-80, с. 12—19.
- Browne E., Firestone R. Table of Radioactive Isotopes. Ed. V. Shirley. New York: John Wiley and Sons, 1986.
- Zlokazov V. ACTIV — a programme for automatic analysis of γ -ray spectra. — Comp. Phys. Comm., 1982, v. 28, № 1, p. 27—31.
- Fultz S., Bramblett R., Caldwell J., Harvey R. Photoneutron cross sections for natural Cu, ^{63}Cu , ^{65}Cu . — Phys. Rev., B, 1964, v. 133, № 5, p. 1149—1154.
- Гудима К.К., Ососков Г.А., Тонеев В.Д. Модель предравновесного распада возбужденных ядер. — Ядерная физика, 1975, т. 21, № 2, с. 260—272.
- Лукиянов В.К., Селивестров В.А., Тонеев В.Д. О предравновесном распаде ядер в фотоядерных реакциях. — Там же, № 5, с. 992—998.
- Schiff L. Energy-angle distribution on thin target bremsstrahlung. — Phys. Rev., 1951, v. 83, № 2, p. 252—253.
- Kondev P.G., Tonchev A.P., Khristov Kh.G., Zhuchko V.E. Calculation of bremsstrahlung spectra from a thick tungsten radiator as a function of photon energy and angle. — Nucl. Instrum. Methods, 1992, v. B71, № 2, p. 126—129.
- Prakash M., Braun-Munzinger P., Stachel J., Alamanos N. Detailed balance description of energetic photons in heavy ion collisions. — Phys. Rev., C, 1988, v. 37, № 4, p. 1959—1970.
- Berman B.L., Fultz S.C. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons. — Rev. Mod. Phys., 1975, v. 47, № 4, p. 713—721.
- Игнатюк А.В. Феноменологическое описание энергетической зависимости параметра плотности уровней. — Ядерная физика, 1975, т. 21, № 3, с. 485—493.