

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P15-2000-15

А.Г.Белов, Ю.П.Гангрский, К.К.Гудима<sup>1</sup>, П.Зузаан<sup>2</sup>

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ  
РЕАКЦИЙ В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО  
ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Направлено в журнал «Атомная энергия»

<sup>1</sup>Институт физики, Кишинев, Молдавия

<sup>2</sup>Государственный университет Монголии, Улан-Батор

## ВВЕДЕНИЕ

Фотоядерные реакции занимают особое место в ядерной физике. Это объясняется рядом их особенностей. Во-первых, взаимодействие  $\gamma$ -излучения с ядрами является целиком электромагнитным, что позволяет провести корректное описание этого 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  $\gamma$ -излучения, получаемого на современных ускорителях электронов, позволяет достигать больших выходов исследуемых нуклидов. Поэтому фотоядерные реакции находят широкое применение и в целом ряде прикладных областей: активационный анализ, получение медицинских препаратов. Все это указывает на важность фотоядерных реакций и необходимость дальнейших исследований для получения их различных характеристик.

Целью представленной работы является измерение интегральных сечений реакций  $(\gamma, n)$  широкого круга ядер с использованием активационной методики при энергиях возбуждения в районе гигантского дипольного резонанса, а также теоретические расчеты этих сечений. Такие измерения расширяют систематику сечений фотоядерных реакций, а их сравнение с расчетами приносит новую информацию о взаимодействии электромагнитного излучения с ядрами. Хотя фотоядерные реакции интенсивно исследуются, данных об интегральных сечениях реакций  $(\gamma, n)$ , измеренных с высокой точностью с использованием единой методики и в одинаковых условиях, явно недостаточно. К тому же значительная часть этих данных (они систематизированы в обзоре [2]) получена с применением методики счета нейтронов, которая не позволяет точно учесть вклад нейтронов от более сложных реакций (таких, как  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, pn)$  и другие) при энергиях выше порога этих реакций (15 – 18 МэВ). Используемая в данной работе активационная методика, в которой четко фиксируется конечное ядро, позволяет полностью исключить вклад от этих реакций.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Измерения интегральных сечений реакций  $(\gamma, n)$  проводились на 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 были представлены в работе [3]. Выбор энергии электронов осуществлялся либо переходом с одной орбиты на другую, либо изменением магнитного поля. При этом энергия электронов определялась путем измерения напряженности магнитного поля микротрона методом ядерного магнитного резонанса и частоты ускоряющего электрического поля. Эти измерения показали, что нестабильность энергии электронов за время эксперимента (несколько часов) не превышала 50 кэВ.

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

Облучаемые мишени помещались непосредственно за алюминиевым поглотителем. Обычно они имели форму диска диаметром 15 мм и толщиной 50 – 150 мг/см<sup>2</sup>. Измерения угловой расходимости тормозного излучения, выполненные активационным методом, показали, что более 95% его проходит через облучаемую мишень. Это существенно уменьшало поправки на потери тормозного излучения, проходящего мимо мишени. В качестве облучаемых образцов использовались как чистые металлы, так и различные соединения. Обычно они содержали натуральную смесь изотопов, но в ряде случаев были обогащены исследуемым изотопом. Перечень облучаемых изотопов с их процентным содержанием в образце и химическим соединением представлен в табл.1.

Идентификация образующихся в реакциях ( $\gamma, n$ ) нуклидов проводилась по их  $\gamma$ -излучению и периоду полураспада. Эти спектроскопические характеристики нуклидов приведены в табл.2 (использовались их схемы распада, приведенные в [4]). Спектры  $\gamma$ -излучения через выбранные промежутки времени измерялись Ge(Li)-детектором объемом 60 см<sup>3</sup> с разрешением 2,8 кэВ для линии 1332 кэВ <sup>60</sup>Со. Эффективность детектора определялась с помощью набора стандартных источников ОСГИ. Обработка спектров проводилась с помощью программы АСТIV [4], позволяющей разделять сложный  $\gamma$ -спектр с близкими  $\gamma$ -линиями.

Обычно в проводимых экспериментах ток ускоренных электронов составлял ~ 20 мкА, время облучения – до нескольких часов (в зависимости от периодов полураспада продуктов реакций), а время измерения определялось скоростью счета для набора

**ТАБЛИЦА 1**  
**ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛУЧАЕМЫХ ОБРАЗЦОВ**

Изотоп	Процентное содержание	Химическое соединение	Вес образца, мг
<sup>45</sup> Sc	100	Se	80
<sup>59</sup> Co	100	Co	115
<sup>63</sup> Cu	69,1	Cu	140
<sup>89</sup> Y	100	Y(NO <sub>3</sub> ) <sub>3</sub>	35
<sup>90</sup> Zr	51,5	Zr	120
<sup>110</sup> Pd	13,5	Pd	105
<sup>133</sup> Cs	100	CsCl	90
<sup>132</sup> Ba	67	Ba(NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	55
<sup>140</sup> Ce	88,5	Ce <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	110
<sup>148</sup> Nd	93	Nd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	70
<sup>197</sup> Au	100	Au	65
<sup>204</sup> Pb	87	Pb	60

**ТАБЛИЦА 2**  
**СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНЕЧНЫХ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ**

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

необходимой статистики (несколько тысяч импульсов в пике измеряемой  $\gamma$ -линии). Как правило, одновременно облучалось несколько образцов, и комбинации их менялись в различных облучениях. Сравнение относительных выходов продуктов реакций из различных облучений повышало достоверность полученных результатов. В каждом эксперименте одновременно с образцами облучалась медная фольга того же размера толщиной 0,1 мм. Интегральные сечения реакций ( $\gamma, n$ ) на обоих изотопах  $^{63}\text{Cu}$  и  $^{65}\text{Cu}$  хорошо известны [2,5] и служили эффективным контролем правильности полученных результатов.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Анализ и обработка измеренных спектров  $\gamma$ -излучения позволили определить площади  $\gamma$ -линий, связанных с распадом изотопов, образующихся в фотоядерных реакциях ( $\gamma, n$ ). Из этих площадей были получены выходы реакций (число ядер - продуктов реакций ( $\gamma, n$ ), образующихся за время облучения  $t_1$  и интенсивности тормозного излучения от порога реакции  $E_{th}$  до граничной энергии спектра  $E_b$ ):

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

где  $S$  – площадь  $\gamma$ -линии в спектре;  $t_1$ ,  $t_2$  и  $t_3$  – соответственно, времена облучения, измерения и задержки между облучением и измерением;  $\lambda = 0,693/T_{1/2}$  – константа радиоактивного распада;  $\alpha$  – коэффициент конверсии  $\gamma$ -излучения;  $\eta$  – доля измеренной  $\gamma$ -линии по отношению к числу распадов;  $\epsilon$  – эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения данной энергии. Полученный таким способом выход реакции ( $\gamma, n$ ) при облучении мишени тормозным спектром связан с сечением реакции соотношением:

$$Y = A \int_{E_{th}}^{E_b} \sigma(E) N(E) dE, \quad (2)$$

где  $\sigma(E)$  – сечение реакции при энергии  $\gamma$ -квантов равной  $E$ ,  $N(E)$  – число  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$  в тормозном спектре,  $A$  – число атомов исследуемого изотопа в мишени. Интегральное сечение реакции представляет собой площадь, ограниченную функцией возбуждения реакции ( $\gamma, n$ ) в интервале энергий от порога до границы тормозного

**ТАБЛИЦА 3**  
**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И РАСЧЕТНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ**  
**СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ( $\gamma, n$ )**

Реакция	$E_{\text{пор}}$ , МэВ	$\sigma$ , мбарн·МэВ	
		эксперим.	расчет
$^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44}\text{Se}$	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

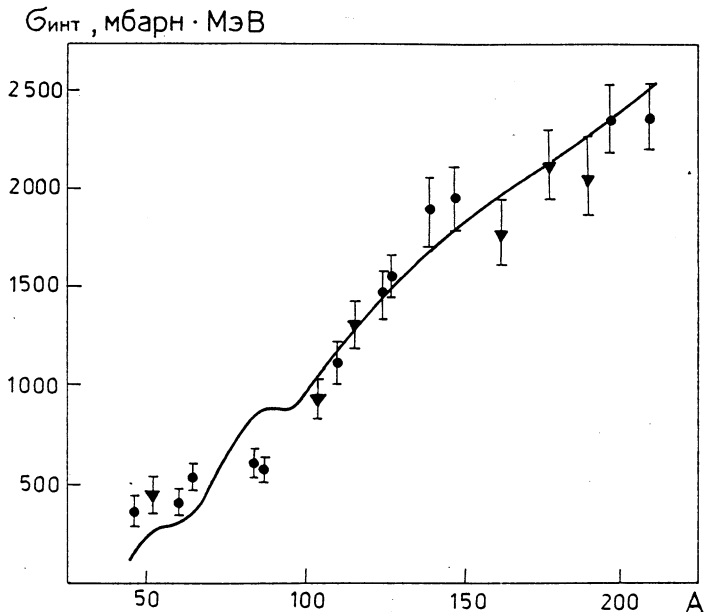


Рис. 1. Зависимость интегрального сечения реакции ( $\gamma, n$ ) от массового числа ядра мишени А. Сплошная кривая – расчет, • – экспериментальные значения данной работы, ▼ – работа [2]

спектра, и может быть выражено через указанное сечение:

$$\sigma_{\text{int}} = \int_{E_{\text{th}}}^{E_b} \sigma(E) dE. \quad (3)$$

Связь между интегральным сечением и выходом реакции можно выразить приближенным соотношением:

$$\sigma_{\text{int}} = \frac{Y(E_b - E_{\text{th}})}{\int_{E_{\text{th}}}^{E_b} N(E) dE}. \quad (4)$$

Измеренные таким способом интегральные сечения приведены в табл.3. Они представляют взвешенные средние из нескольких измерений. Ошибки значений  $\sigma_{\text{int}}$  составляют  $\sim 10\%$ . Основной вклад в них вносят погрешность определения потока электронов (5%) и площади  $\gamma$ -линий после вычета фона (3 – 6%). Неопределенности остальных величин (эффективность детектора, времена измерения, облучения и задержки, коэффициенты конверсии  $\gamma$ -излучения, доля  $\gamma$ -линии в спектре) значительно меньше. Расхождение полученных значений  $\sigma_{\text{int}}$  с известными в обзоре [2] данными для ядер  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$  и  $^{197}\text{Au}$  при близких граничных энергиях тормозного излучения не выходит за пределы совместных ошибок.

### РАСЧЕТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

Для расчетов интегральных сечений ( $\gamma, n$ ) использовалась модель предравновесного распада возбужденных ядер [7], модифицированная в [8] для учета специфики фотоядерных реакций в рассматриваемой области энергий – коллективизации входных ядерных возбуждений типа частица-дырка ( $lplh$ ) в гигантский дипольный резонанс. Согласно [8] интегральное сечение ( $\gamma, n$ ) реакции имеет вид

$$\sigma_{\text{int}} = \int_{B_n}^{E_b} dE_\gamma S(E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) \int_{B_n}^{E - B_n} d\varepsilon W_n(E, \varepsilon), \quad (5)$$

где  $B_n$  – энергия связи нейтрона,  $\varepsilon$  – его кинетическая энергия,  $S(E_\gamma)$  – спектр тормозного излучения с граничной энергией  $E_b$  (задается формулой Шиффа [9]). На основе этой формулы был рассчитан спектр тормозного излучения для условий проводимого

эксперимента [10]. Для сечения фотопоглощения  $\sigma_\gamma(E_\gamma)$   $\gamma$ -кванта с энергией  $E_\gamma$  использовалось выражение [11]

$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = \frac{\sigma_m}{((E_\gamma^2 - E_m^2) / (E_m \Gamma_m))^2 + 1}, \quad (6)$$

где входящие в это выражение параметры имеют вид [12]:  
сечение в максимуме

$$\sigma_m = \frac{120NZ}{\pi A \Gamma_m}, \quad (7)$$

положение максимума

$$E_m = 77,9A^{-1/3} (1 - e^{-A/238}) + 34,5A^{-1/6} e^{-A/238}, \quad (8)$$

а ширина резонанса  $\Gamma_m = 6$  МэВ для всех ядер.

Вероятность  $W_n(E_\gamma, \varepsilon)$  распада ядра с вылетом нейтрона с кинетической энергией  $\varepsilon$  можно представить в виде суммы вклада процесса предравновесного распада ядра из начального состояния двухквaziчастичного возбуждения  $lplh$  с числом экситонов  $n_0 = p + h = 2$  в конечное состояние статистического равновесия и вероятности эмиссии нейтрона из этого конечного, равновесного состояния:

$$W_n(E_\gamma, \varepsilon) = W_{n,pre}(E_\gamma, \varepsilon) + W_{n,eq}(E_\gamma, \varepsilon). \quad (9)$$

Эмиссия нейтрона на стадии установления статистического равновесия возможна из любого состояния с числом экситонов  $n_0 \leq n < n_{eq}$ . Следуя [7], использовался метод Монте-Карло для описания временного поведения возбужденной ядерной системы, позволяющего единым образом описать процесс усложнения ядерного состояния за счет внутриядерных переходов с изменением числа экситонов  $\Delta n = \pm 2, 0$  и эмиссии частиц в непрерывный спектр. Вычисление вклада испускания частиц на стадии статистического равновесия включается естественным образом, когда  $n \geq n_{eq}$ . Таким образом, используемый метод позволил провести расчет эмиссии нейтронов на всех стадиях реакции  $(\gamma, n)$ . Кроме того, этот метод позволил включить конкурирующие каналы испускания изотопов водорода и гелия, кратной эмиссии нейтронов, роль которых в исследуемой области энергий достаточно велика.



Как предложено в [8], для учета группировки уровней  $lplh$  под действием остаточных ядерных сил в выражение для плотности экситонных состояний был введен модулирующий фактор, точно повторяющий зависимость от энергии сечения фотопоглощения:

$$\bar{p} = \frac{1}{k} \left[ \left( \frac{E^2 - E_m^2}{E\Gamma_m} \right)^2 + 1 \right] \bar{p}_{lplh} \quad (10)$$

с не зависящим от энергии возбуждения  $E$ ,  $A$  и  $Z$  мишени параметром  $k = 6$ . Физический смысл такой модуляции состоит в том, что система сравнительно долго живет в исходных  $lplh$ -состояниях системы, способствуя усилению эмиссии нейтрона прямо из исходного состояния. Как было показано в [9], это позволяет объяснить наблюдаемые в эксперименте жесткие «хвосты» спектров нейтронов для целого ряда ядер при разных энергиях. В ряде случаев вклад жесткой части спектра фотонейтронов в интегральное сечение  $(\gamma, n)$  может достигнуть 20%.

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

$$a/A = 0,154 - 0,000063A. \quad (11)$$

Все остальные детали расчетов можно найти в [8,9]. На основе описанной модели были проведены расчеты интегральных сечений реакций  $(\gamma, n)$  для широкого круга ядер (от  $^{45}\text{Sc}$  до  $^{208}\text{Pb}$ ). Зависимость этих сечений от массового числа ядра представлена на рис.1, а значения сечений для исследованных в этой работе ядер – в табл.3. Видна гладкая зависимость  $\sigma_{\text{int}}$  от  $A$  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 значений  $Z$  и  $N$  наблюдаются отклонения от гладкой зависимости энергий связи протона и нейтрона, а также параметра плотности уровней, и это отражается на вероятности эмиссии нейтронов из ядра.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравнение экспериментальных и расчетных значений интегральных сечений (табл.3 и рис.1, где для полноты картины приведены также известные данные из работы [2]) указывает на хорошее согласие при  $A > 100$ , где зависимость  $\sigma_{\text{int}}$  от  $A$  является гладкой. Однако согласие ухудшается при  $A < 100$ : расчетные

значения  $\sigma_{\text{int}}$  выше экспериментальных в районе  $A \sim 90$  и ниже их в районе  $A \sim 60$ . В отличие от нерегулярностей в расчетных сечениях экспериментальные значения обнаруживают более плавную зависимость от массового числа.

Причиной отмечаемого различия, по-видимому, является изменение параметров гигантского дипольного резонанса  $\sigma_m$ ,  $E_m$  и  $\Gamma_m$ , определяемых выражениями (7)–(9), при переходе к легким ядрам. То же может относиться и к параметру плотности уровней (выражение (11)). Очевидно, необходима корректировка этих параметров, чтобы достигнуть 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 реакций  $(\gamma, n)$  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. Один из авторов, К.К.Г., благодарит МАГАТЭ за поддержку.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами, М., Изд-во МГУ, 1979.
2. Ditrich R., Berman B., Atlas of photoneutron cross sections with monoenergetic photons, Atomic Data Nuclear Data Tables, 1988, V.38, N 2, P.199-338.
3. Белов А.Г., Рабочее совещание по использованию микротрона в ядерной физике, Пловдив, 1993; Дубна, Д15-93-80, С.12-19.
4. Browne E., Firestone R.B., Table of Radioactive Isotopes, Ed. V. Shizley, N.Y., 1986.
5. Zlokazov V., ACTIV – a programme for automatic analysis of  $\gamma$ -ray spectra, Comp. Phys. Comm., 1982, V.28, N 1, P.27-31.
6. Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T., Harvey R.R., Photoneutron cross sections for natural Cu,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ , Phys. Rev., B, 1964, V.133, N 5, P.1149-1154.
7. Гудима К.К., Ососков Г.А., Тонеев В.Д., Модель предравновесного распада возбужденных ядер, Ядерная физика, 1975, Т.21, N 2, С.260-272.
8. Лукьянов В.К., Селивестров В.А., Тонеев В.Д., О предравновесном распаде ядер в фотоядерных реакциях, Ядерная физика, 1975, Т.21, N 5, С.992-998.
9. Schiff L.J., Phys.Rev., Energy-angle distribution on thin target bremsstrahlung, 1951, V.83, N 2, P.252-253.
10. 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, Nuclear Instruments Methods, 1992, V.B71, N 2, P.126-129.
11. 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, N 4, P.1959-1970.
12. Berman B.L., Fultz S.C., Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons, Rev. Mod. Phys., 1975, V.47, N 4, P.713-721.
13. Игнатюк А.В., Фенологическое описание энергетической зависимости параметра плотности уровней, Ядерная физика, 1975, Т.21, N 3, С.485-493.

Рукопись поступила в издательский отдел

3 февраля 2000 года.

Белов А.Г. и др.

P15-2000-15

Интегральные сечения фотоядерных реакций  
в области гигантского дипольного резонанса

Измерены интегральные сечения реакций  $(\gamma, n)$  для 12 ядер от  $^{45}\text{Sc}$  до  $^{208}\text{Pb}$ . Измерения проведены с использованием активационной методики на тормозном излучении микротрона с граничной энергией 25 МэВ. Сделаны расчеты интегральных сечений на основе модифицированной модели предравновесного распада. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных и расчетных сечений в диапазоне массовых чисел 100–208.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2000

Перевод авторов

Belov A.G. et al.

P15-2000-15

Integral Cross-Sections of the Photonuclear Reactions  
in the Region of Giant Dipole Resonance

The cross-sections of the photonuclear reactions  $(\gamma, n)$  were measured for the 12 nuclei in the region between  $^{45}\text{Sc}$  and  $^{208}\text{Pb}$ . The measurements were performed by the activation method on the bremsstrahlung of the microtron with the boundary energy of 25 MeV. The integral cross-sections were calculated using the modified model of the preequilibrium decay. The satisfactory agreement of the experimental and calculated cross-section was observed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2000

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 28.02.2000

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 0,95

Тираж 280. Заказ 51882. Цена 1 р. 14 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области