

УДК 539.172

## ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ $^{238}\text{U}$ и $^{232}\text{Th}$

Н.А. ДЕМЕХИНА<sup>1</sup>, Г.С. КАРАПЕТЯН<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ереванский физический институт, Армения

<sup>2</sup>Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 11 июля 2007 г.)

Определены экспериментальные значения изомерных отношений осколков фотоделения  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при максимальной энергии тормозного излучения 50 и 3500 МэВ. Результаты измерений позволили оценить величины средних угловых моментов первичных фрагментов и провести сравнение с литературными данными.

### 1. Введение

Изучение процесса деления позволяет исследовать динамику сильно возбужденных ядер при переходе от седловой точки к точке разрыва. Измерения массовых и зарядовых распределений фрагментов деления, их энергий возбуждения и угловых моментов дают информацию о конфигурации делящейся системы, а также о механизме деления [1-3].

Сведения об угловом моменте делящейся системы и образующихся осколков могут быть получены из данных о выходах высокоспиновых состояний продуктов деления. В эксперименте обычно измеряют отношение выходов высокоспиновых и низкоспиновых состояний (изомерные отношения, ИО). Результаты измерений представляют суммарный эффект нескольких процессов. Известно, что девозбуждение тяжелого ядра, образованного в результате первичного взаимодействия, происходит путем испускания частиц, в основном, нейтронов или деления. Эти процессы протекают последовательно в несколько этапов в зависимости от энергии возбуждения, на каждой ступени остаточное ядро может разделиться или испустить нейтрон [4]. В результате первичные фрагменты деления, образующиеся из разных делящихся ядер, имеют широкий спектр угловых моментов и энергий возбуждения. Девозбуждение первичных осколков происходит путем испарения нейтронов и каскада  $\pi$ -квантов до заселения конечных состояний с разными значениями спинов. Нейтроны и  $\pi$ -кванты уносят определенный угловой момент и энергию, меняя, таким образом, начальные распределения первичных фрагментов. Известно, что большинство осколков образуются в состояниях с более высокими угловыми моментами, чем спины делящихся ядер. Обычно предполагают [5-7], что деформация осколков деления за счет вращения и кручения является источником генерации высоких угловых моментов.

Измерение изомерных отношений и определение на основе этих данных угловых

моментов первичных фрагментов позволяет восстановить в рамках статистических моделей [8,9] характеристики осколков, образованных вблизи точки разрыва. В ранних работах расчет углового момента с использованием значений изомерных отношений был проведен для ядер  $^{95}\text{Nb}$  и  $^{134}\text{Cs}$ , полученных при делении мишеней Pb, Bi, Th и U в области энергий протонов, фотонов и  $\alpha$ -частиц 15–157 МэВ [10,11], а также ядер  $^{120,126}\text{Sb}$  при делении урана протонами с энергиями 159 МэВ – 18,2 ГэВ [12]. В более поздних работах образование изомерных пар исследовалось при делении тепловыми нейтронами [13–15], фотонами [5,16–18] и протонами низких [7,19] и высоких [9] энергий.

При делении  $^{232}\text{Th}$  быстрыми нейтронами и  $\alpha$ -частицами [6,15] наблюдалась зависимость ИО от энергии возбуждения делящейся системы. Влияние энергии возбуждения на вероятность образования продуктов в различных спиновых состояниях может сказаться двояким способом: во-первых, спин первичного фрагмента деления увеличивается с ростом энергии возбуждения из-за вклада более высоких степеней свободы в коллективное движение; во-вторых, различие в энергии возбуждения обуславливает различие в процессе девозбуждения: при испарении нейтронов и  $u$ -квантов более широкое спиновое распределение получается для фрагментов с большей энергией возбуждения. Но это различие может корректироваться при более детальном рассмотрении.

Цель настоящей работы – исследование изомерных состояний фрагментов фотоделения  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  в области низких и промежуточных энергий фотонов методом активационного анализа, а также расчет средних угловых моментов первичных осколков и сравнение с опубликованными данными.

## 2. Методика измерений и расчета выходов

Облучение мишеней  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  (толщиной 75 мкм и 20 мкм, соответственно) проводилось на фотонном пучке Ереванского электронного синхротрона при энергиях ускоренных электронов 50 и 3500 МэВ. Электронный пучок трансформировался в фотоны при торможении в материале вольфрама ( $\sim 0,1$  рад.). Интенсивность фотонного пучка определялась квантометром Вильсона и составляла ( $10^{11}$  экв.кв./с для энергии электронов 50 МэВ и ( $10^9$  экв.кв./с для 3500 МэВ).

Выходы радиоактивных осколков деления измерялись в режиме off-line на полупроводниковом сверхчистом Ge детекторе. Разрешение и эффективность спектрометра определялись с использованием калибровочных источников  $^{57,60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  и мониторинговых реакций:  $\text{Al}(\gamma, 2\text{pn})^{24}\text{Na}$ ,  $^{12}\text{C}(\gamma, \text{n})^{11}\text{C}$ ,  $^{238}\text{U}(\gamma, \text{n})^{237}\text{U}$ . Разрешение детектора составляло 0,2% для энергии  $E$  (1000 кэВ и значение абсолютной эффективности регистрации  $5,3 \times 10^{-3}$  на расстоянии 2 см от детектора. Измерения  $\gamma$ -спектров были начаты через 10 мин после окончания облучения и продолжались в течение года. Подробности процедуры расчета выходов приведены в [20–22].

## 3. Обсуждение

В табл.1 и 2 представлены выходы и ИО независимых продуктов деления ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при двух граничных энергиях тормозного спектра. Данные, полученные при  $E_{\gamma\text{max}} = 50$

МэВ для изомерного отношения  $^{148m,g}\text{Pm}$ , хорошо согласуются с результатами ранее проведенных измерений при делении ядра  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [15] и с данными  $^{131m,g}\text{Te}$ ,  $^{132m,g}\text{I}$  фотоделения  $^{238}\text{U}$  при  $E_{\text{max}} = 70$  МэВ [17] и 16 МэВ [5].

Изомерные отношения фрагментов в реакциях деления быстрыми нейтронами, протонами и  $\alpha$ -частицами сравнительно выше [6,7,15,23-25]. Авторы этих работ объясняют такой факт влиянием углового момента, вносимого падающей частицей, на спиновые распределения первичных фрагментов деления.

В области низких энергий ( $E_{\text{ymax}} = 50$  МэВ) поглощение фотонов имеет дипольный характер и описывается широким резонансом, известным в литературе как гигантский резонанс. Фотопоглощение на  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  приводит к образованию составных ядер с энергией возбуждения  $\sim 18$  МэВ и спином  $l$ . При рассмотрении различных делящихся ядер, например,  $^{239}\text{Pu}$  ( $J = 1/2$ ),  $^{235}\text{U}$  ( $J = 7/2$ ),  $^{233}\text{U}$  ( $J = 5/2$ ), изомерные отношения меняются незначительно [5,17,25]. Полученные в настоящей работе результаты показали, что изомерные отношения при делении ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  мало отличаются, несмотря на то, что вероятность образования осколков в этих ядрах различна. Можно предположить, что характеристики начального ядра не играют существенной роли в процессе образования различных спиновых состояний осколков. Так как при этом спины конечных продуктов деления оказываются существенно выше, чем спины делящихся ядер, обычно в теоретических моделях [7-9,16,18] предполагается, что генерация высокоспиновых состояний происходит за счет деформации и кручения осколков при движении от точки седла до точки разрыва, а также при кулоновском отталкивании фрагментов после разделения.

Из данных, приведенных в табл.1 и 2, видно, что при увеличении выходов фрагментов деления с ростом энергии падающих фотонов ИО практически не растут, хотя все измерения указывают на относительное увеличение ИО (в пределах точности измерения (10%).

Согласно модельным расчетам [15,26,27], увеличение энергии падающих фотонов сопровождается увеличением энергии возбуждения и углового момента образующегося составного ядра. Влияние роста энергии возбуждения и углового момента делящихся ядер на величину ИО конечных продуктов исследовалось в ряде работ при энергиях 10–500 МэВ падающих протонов [7,9,11,23-25,28], нейтронов с энергией до 14 МэВ [6,8] и  $\alpha$ -частиц с энергией 26-42 МэВ [10,15]. Результаты экспериментов противоречивы: наряду с утверждением авторов [9,23-25] о слабой зависимости ИО от энергии возбуждения есть данные, указывающие на обратный эффект [6-8,10,11,15]. В работе [9] при делении ядра  $^{181}\text{Ta}$  протонами энергией от 100 до 500 МэВ изомерные отношения практически не зависят от падающей энергии. Авторы объясняют этот факт насыщением заселения высокоспиновых состояний осколков и конкуренцией различных каналов в предравновесной стадии процесса.

Табл.1. Выходы продуктов деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ .

	Y (мбн/экв. кв.)			
	$^{238}\text{U}$		$^{232}\text{Th}$	
	$E_{\text{лmax}} = 50 \text{ МэВ}$	$E_{\text{лmax}} = 3500 \text{ МэВ}$	$E_{\text{лmax}} = 50 \text{ МэВ}$	$E_{\text{лmax}} = 3500 \text{ МэВ}$
$^{85\text{g}}\text{Sr}$	$\leq 0.06$	$0.12 \pm 0.014$	$\leq 0.029$	$0.035 \pm 0.007$
$^{85\text{m}}\text{Sr}$	$0.10 \pm 0.012$	$0.19 \pm 0.02$	$0.11 \pm 0.011$	$0.12 \pm 0.012$
$^{91\text{g}}\text{Y}$	$1.29 \pm 0.19$	$2.16 \pm 0.22$	–	–
$^{91\text{m}}\text{Y}$	$0.89 \pm 0.13$	$1.56 \pm 0.16$	–	–
$^{95\text{g}}\text{Nb}$	$0.65 \pm 0.07$	$1.18 \pm 0.12$	$0.26 \pm 0.026$	$0.58 \pm 0.058$
$^{95\text{m}}\text{Nb}$	$1.30 \pm 0.20$	$2.41 \pm 0.24$	$0.54 \pm 0.081$	$1.06 \pm 0.106$
$^{95\text{g}}\text{Tc}$	$\leq 0.14$	$0.34 \pm 0.045$	$0.051 \pm 0.01$	$0.17 \pm 0.034$
$^{95\text{m}}\text{Tc}$	$0.18 \pm 0.03$	$0.42 \pm 0.08$	$0.10 \pm 0.015$	$0.31 \pm 0.062$
$^{96\text{g}}\text{Tc}$	$0.041 \pm 0.008$	$0.12 \pm 0.024$	–	–
$^{96\text{m}}\text{Tc}$	$0.11 \pm 0.02$	$0.29 \pm 0.06$	–	–
$^{104\text{g}}\text{Ag}$	$0.28 \pm 0.042$	$0.31 \pm 0.037$	–	–
$^{104\text{m}}\text{Ag}$	$0.22 \pm 0.044$	$0.30 \pm 0.05$	–	–
$^{120\text{g}}\text{I}$	$0.05 \pm 0.007$	$0.06 \pm 0.006$	$0.05 \pm 0.008$	$0.11 \pm 0.011$
$^{120\text{m}}\text{I}$	$0.14 \pm 0.018$	$0.20 \pm 0.04$	$0.08 \pm 0.016$	$0.20 \pm 0.04$
$^{121\text{g}}\text{Te}$	$0.14 \pm 0.017$	$0.44 \pm 0.053$	$0.084 \pm 0.013$	$0.27 \pm 0.04$
$^{121\text{m}}\text{Te}$	$0.20 \pm 0.003$	$0.64 \pm 0.096$	$0.087 \pm 0.013$	$0.31 \pm 0.05$
$^{131\text{g}}\text{Te}$	$2.32 \pm 0.23$	$2.82 \pm 0.42$	$0.48 \pm 0.05$	$1.11 \pm 0.13$
$^{131\text{m}}\text{Te}$	$3.16 \pm 0.32$	$3.80 \pm 0.38$	$0.62 \pm 0.06$	$1.45 \pm 0.15$
$^{132\text{g}}\text{I}$	$0.86 \pm 0.09$	$1.15 \pm 0.12$	$0.31 \pm 0.06$	$0.70 \pm 0.12$
$^{132\text{m}}\text{I}$	$1.04 \pm 0.01$	$1.43 \pm 0.14$	$0.41 \pm 0.04$	$0.95 \pm 0.10$
$^{148\text{g}}\text{Pm}$	$0.11 \pm 0.02$	$0.48 \pm 0.10$	$0.11 \pm 0.02$	$0.33 \pm 0.07$
$^{148\text{m}}\text{Pm}$	$0.31 \pm 0.06$	$1.70 \pm 0.34$	$0.25 \pm 0.05$	$0.80 \pm 0.02$

Табл.2. Изомерные отношения ( $Y_h / Y_l$ ) и угловые моменты ( $B$ ) продуктов деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при энергии  $E_{\text{max}} = 50$  МэВ.

		$^{238}\text{U}$			$^{232}\text{Th}$		
		$(Y_h / Y_l)_{\text{экс}}$	$(Y_h / Y_l)_{\text{расч.}}$	$B(\hbar)$	$(Y_h / Y_l)_{\text{экс}}$	$(Y_h / Y_l)_{\text{расч.}}$	$B(\hbar)$
$^{85}\text{Sr}$	$g(9/2^+)$ $m(1/2^-)$	$0.60 \pm 0.09$	$0.57 \pm 0.20$	$2.4 \pm 0.5$	$0.26 \pm 0.04$	$0.24 \pm 0.06$	$2.5 \pm 0.4$
$^{91}\text{Y}$	$g(1/2^-)$ $m(9/2^+)$	$0.69 \pm 0.15$	$0.72 \pm 0.30$	$2.6 \pm 0.3$	–	–	–
$^{95}\text{Nb}$	$g(9/2^+)$ $m(1/2^-)$	$0.50 \pm 0.09$	$0.49 \pm 0.15$	$2.3 \pm 0.4$	$0.46 \pm 0.08$	$0.51 \pm 0.08$	$3.0 \pm 0.5$
$^{95}\text{Tc}$	$g(9/2^+)$ $m(1/2^-)$	$0.77 \pm 0.12$	$0.72 \pm 0.30$	$2.6 \pm 0.3$	$0.51 \pm 0.09$	$0.60 \pm 0.09$	$2.8 \pm 0.4$
$^{96}\text{Tc}$	$g(7^+)$ $m(4^+)$	$0.37 \pm 0.11$	$0.39 \pm 0.10$	$4.9 \pm 0.2$	–	–	–
$^{104}\text{Ag}$	$g(5^+)$ $m(2^+)$	$1.27 \pm 0.25$	$1.34 \pm 0.30$	$5.3 \pm 0.2$	–	–	–
$^{120}\text{I}$	$g(2^-)$ $m(4-8)$	$2.80 \pm 0.70$	$2.60 \pm 0.39$	$5.8 \pm 0.9$	$1.60 \pm 0.32$	$1.61 \pm 0.40$	$6.4 \pm 1.3$
$^{121}\text{Te}$	$g(1/2^+)$ $m(11/2^-)$	$1.43 \pm 0.30$	$1.35 \pm 0.18$	$4.2 \pm 0.5$	$1.04 \pm 0.19$	$1.16 \pm 0.23$	$4.3 \pm 0.9$
$^{131}\text{Te}$	$g(3/2^+)$ $m(11/2^-)$	$1.36 \pm 0.20$ $1.08 \pm 0.25^a$ $1.38 \pm 0.21^b$	$1.39 \pm 0.30$	$4.0 \pm 0.7$ $4.1 \pm 1.5^a$ $5.1 \pm 0.4^b$	$1.29 \pm 0.23$	$1.31 \pm 0.22$	$4.7 \pm 0.8$
$^{132}\text{I}$	$g(4^+)$ $m(8^-)$	$1.21 \pm 0.24$ $1.08 \pm 0.13^a$	$1.20 \pm 0.14$	$7.2 \pm 0.2$ $6.9 \pm 1.4^a$	$1.31 \pm 0.24$	$1.60 \pm 0.32$	$7.5 \pm 1.5$
$^{148}\text{Pm}$	$g(1^-)$ $m(6^-)$	$2.82 \pm 0.85$ $2.60 \pm 0.9^c$	$3.02 \pm 0.60$	$7.5 \pm 1.5$ $10.0 \pm 2.5^c$	$2.27 \pm 0.60$	$2.21 \pm 0.44$	$7.8 \pm 1.6$

\* – данные из работы [17]; b – данные из работы [5]; c – данные из работы [15].

При облучении мишеней фотонами тормозного спектра с гранично́й энергией 3500 МэВ образующиеся составные ядра характеризуются широким спектром по энергиям и спинам. Оценки, полученные с использованием модельных данных о сечении фотопоглощения на ядрах  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  [29,30], показали, что доля высоковозбужденных составных ядер в общем наборе образованных делящихся ядерных систем не превышает одной трети и делится, в основном, симметричным образом. [31,32]. Механизм деления, рассмотренный в [18], предполагает, что при симметричном делении первичные осколки образуются с малыми угловыми моментами, и поэтому в этой массовой области можно ожидать малую вероятность образования высокоспиновых состояний, т.е. низкие изомерные отношения. На рис.1 и 2 приведена зависимость изомерных отношений от массового числа осколков при двух граничных энергиях тормозного спектра. Как видно, с увеличением массы осколков наблюдается рост ИО. Указанный эффект, отмеченный в ряде работ [5,7], авторы связывают с ростом энергии возбуждения первичного осколка.

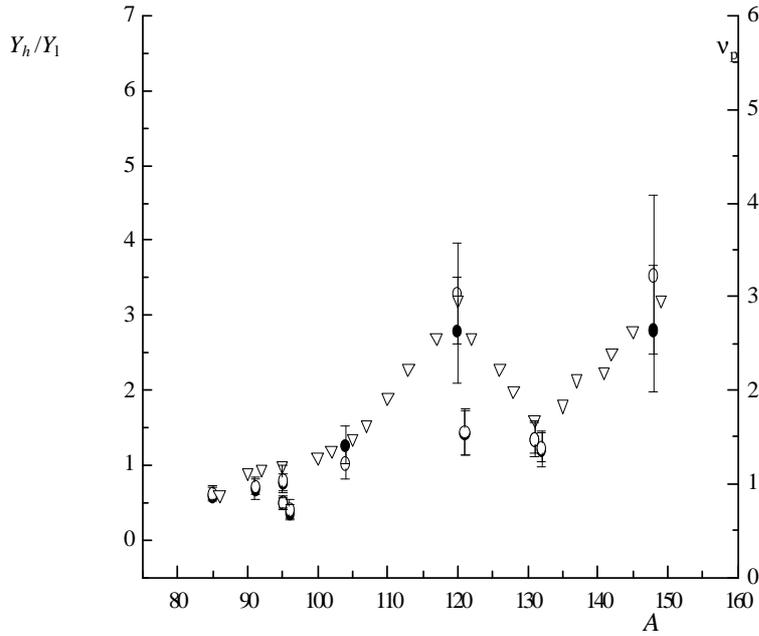


Рис.1. Зависимость изомерных отношений ( $Y_h / Y_1$ ) и множественности постделительных нейтронов ( $\nu_p$ ) от массы фрагментов деления  $^{238}\text{U}$ :  $\bullet$  –  $Y_h / Y_1$  при энергии  $E_{y\max} = 50$  МэВ,  $\circ$  –  $Y_h / Y_1$  при энергии  $E_{y\max} = 3500$  МэВ (левая шкала),  $\nabla$  –  $\nu_p$  (правая шкала) [4,32].

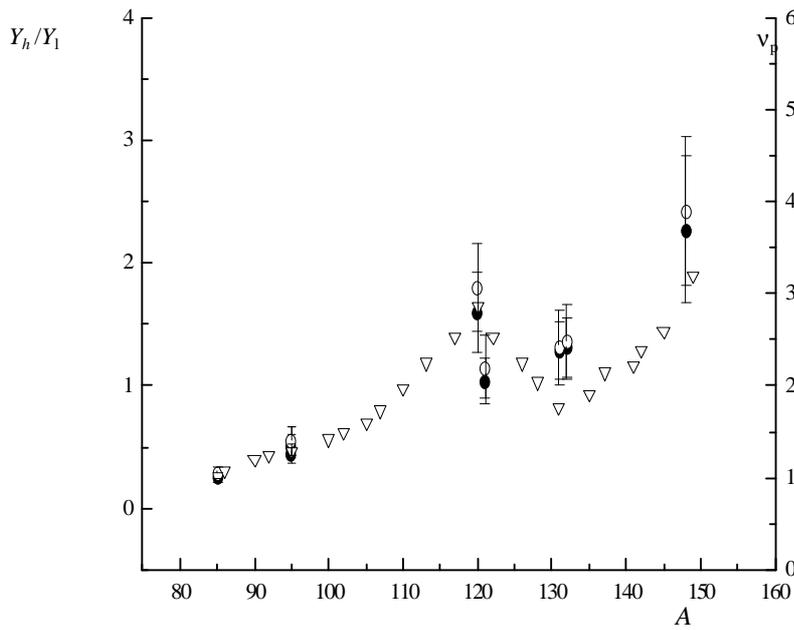


Рис.2. Зависимость изомерных отношений ( $Y_h / Y_1$ ) и множественности постделительных нейтронов ( $\nu_p$ ) от массы фрагментов деления  $^{232}\text{Th}$ :  $\bullet$  –  $Y_h / Y_1$  при энергии  $E_{y\max} = 50$  МэВ,  $\circ$  –  $Y_h / Y_1$  при энергии  $E_{y\max} = 3500$  МэВ (левая шкала),  $\nabla$  –  $\nu_p$  (правая шкала) [4,32].

Полная энергия возбуждения первичных фрагментов деления определяется из выражения [18]

$$E_{tot}^*(A_1, A_2) = Q(A_1, A_2) - E_{KE}(A_1, A_2), \quad (1)$$

где  $Q(A_1, A_2)$  – энергия реакции,  $E_{KE}(A_1, A_2)$  – суммарная кинетическая энергия фрагментов,  $A_1, A_2$  – массы сопряженных осколков. Распределение полной энергии возбуждения между осколками предполагается пропорциональным массам [5,7,15,26]:

$$E_{tot}^*(A_1, A_2) = E^*(A_1) + E^*(A_2), \quad (2)$$

$$E^*(A_1) / E^*(A_2) = A_1 / A_2. \quad (3)$$

Авторы [4-6] считают, что тяжелые осколки образуются в сильнодеформированном виде и вследствие этого обладают более высокой энергией возбуждения, что приводит к увеличению числа испарительных нейтронов. На рис.1 и 2 приведена зависимость множественности испущенных нейтронов от массового числа осколка [4,32]. Как видно, в целом наблюдается сходство в характере изменения ИО и множественности постделительных нейтронов с массой фрагмента. Рост ИО в области  $A \sim 120$  и  $A \sim 148$  указывает на большую вероятность заселения высокоспинового состояния, как следствие испарения нейтронов из сильнодеформированных фрагментов с высокой энергией возбуждения. Характерная форма кривой объясняется также в ряде работ [4,26,27,31] влиянием оболочечных эффектов. В частности, фрагменты, образующиеся в массовой области  $A$  (131–132, характеризуются заполнением нейтронной оболочки  $N = 82$  и, следовательно, малыми деформациями, низким возбуждением, малым числом испаряющихся нейтронов и, соответственно, малой вероятностью выхода высокоспинового состояния [16].

Значения ИО, полученные в результате измерений, могут быть использованы для расчета среднего углового момента первичного осколка, который трансформируется путем испарения нейтронов и  $\gamma$ -квантов в конечные продукты. Статистическая модель, с помощью которой обычно проводится такого типа анализ, была предложена в работе [33]. В настоящей работе такого типа расчеты проводились для определения ИО в области низких энергий. В рамках модели рассматривался процесс последовательного испускания нейтронов и  $\gamma$ -квантов из первичного осколка деления, приводящий к конечному распределению в заселении высокоспинового и низкоспинового состояний. Основным элементом расчета при этом является плотность спинового распределения ядерных уровней, которая пропорциональна вероятности заселения ядерных состояний первичных осколков и задается в виде [10]

$$P(J_i) \sim (2J_i + 1) e^{-J_i(J_i+1)/B^2}, \quad (4)$$

где  $P(J)$  – вероятность образования первичного фрагмента со спином  $J$ , параметр  $B$  определяет ширину этого распределения и при больших значениях равен среднеквадратичному корню  $\sqrt{J^2} \approx B$ . Указанное распределение модифицируется в процессе изменения энергии возбуждения и углового момента первичного осколка за счет испускания нейтронов и каскада  $\gamma$ -квантов. Для проведения расчетов необходимо учесть коэффициент трансмиссии, множественность и энергию испускаемых нейтронов, а также количество, энергию и

мультипольность вылетающих  $\gamma$ -квантов.

Для расчета заселения уровней с определенным значением спина использовалась спиновая часть формулы Бете–Блоха:

$$P(J) \sim (2J+1)e^{-(J+0.5)^2/2\sigma^2}, \quad (5)$$

где  $P(J)$  – вероятность заселения уровней со спином  $J$ ,  $\sigma$  – параметр обрезания спина, который связан с моментом инерции ядра. При рассмотрении области низких энергий фотонов нейтроны испускаются в незначительном количестве и, в основном, в  $S$ -состоянии. Учитывая это обстоятельство, начальное спиновое распределение меняется мало, в ряде работ [9,15,17] предполагается, что влиянием испускания нейтронов на распределение спиновых состояний можно пренебречь.

Изменение энергии возбуждения фрагмента после каждого испущенного нейтрона рассчитывается по формуле

$$E_{ef}^* = E^*(A) - E_n - E_{KE}(n), \quad (6)$$

где  $E_{ef}^*$  – остаточная энергия возбуждения,  $E^*(A)$  – энергия возбуждения первичного фрагмента,  $E_n$  – энергия связи нейтрона в ядре,  $E_{KE}(n)$  – средняя кинетическая энергия нейтрона. Согласно испарительной модели, нейтроны испускаются возбужденным ядром со средней энергией  $E_{KE}(n) = 2T$  ( $\sim 1$  МэВ), где  $T$  – ядерная температура [34], которая определяется из формулы

$$aT^2 - 4T = E_{ef}^*, \quad (7)$$

$a$  – параметр плотности уровней, непосредственно определяемый через плотность одночастичных состояний на поверхности Ферми (в наших расчетах в качестве  $a$ -параметра использовалось значение  $a = A/8$ ). Полная энергия возбуждения первичных фрагментов деления определялась из данных работы [27] с учетом зависимости  $E_{tot}^*(A_1, A_2)$  от  $E_{KE}(A_1, A_2)$  для деления тяжелых ядер, для оценки  $E_{KE}(A_1, A_2)$  использовались данные [27,35,36]. Энергия возбуждения первичных фрагментов рассчитывалась с помощью (2),(3). Испарение нейтронов из первичных осколков рассматривалось до образования состояния с энергией возбуждения ниже энергии связи нейтрона. Далее процесс девозбуждения происходил путем испускания  $\Pi$ -квантов в предположении  $E1$ - или  $E2$ -мультипольности. Согласно данным [6,15], доля  $E2$ -фотонов не превышает 10%. Вероятность заселения промежуточных спиновых состояний рассчитывалась по формуле (5). Полная множественность  $\gamma$ -переходов определялась в виде [37]

$$\bar{N}_\gamma = \frac{\sqrt{aE_{ef}^*}}{2} \quad (8)$$

или из выражения для средней энергии испускаемых фотонов [15]

$$E_\gamma = 4 \left[ \frac{E_{ef}^*}{a} - \frac{5}{a^2} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

Определение остаточной энергии возбуждения  $E_{ef}^*$  и, соответственно, энергии испускаемых  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  проводилось на каждой ступени расчета. Предполагается, что последний “решающий” уровень, с которого происходит заселение основного или изомерного состояния, характеризуется энергией возбуждения  $E_{ef}^* \leq 2$  МэВ.

При проведении расчетов в настоящей работе в качестве начальных условий задавались средняя величина энергии возбуждения первичного осколка по данным [27], а также средняя множественность испущенных нейтронов, которая для легких осколков бралась равной 2, а для тяжелых фрагментов менялась от 2 до 3 [4,31]. Параметры обрезания спиновых распределений в выражении (5) после эмиссии нейтронов и  $\gamma$ -квантов,  $\sigma_n$  и  $\sigma_\gamma$  варьировались в пределах значений 2–5, указанных авторами [11,15,17]. Величина среднего углового момента первичного фрагмента деления вводилась как свободный параметр [5,7,15,17] и определялась из условия согласия расчетных и экспериментальных ИО. Из-за неопределенности значения спина и четности  $^{120m}\text{I}$  значение спина для этого ядра бралось равным 5, ввиду лучшего соответствия расчетных и экспериментальных изомерных отношений.

В табл.2 приведены рассчитанные ИО и значения средних угловых моментов осколков деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при граничной энергии фотонов 50 МэВ. В пределах точности определения значения угловых моментов совпадают с данными, полученными при делении  $^{238}\text{U}$  фотонами [5,17] и тепловыми нейтронами [15]. Результаты расчетов подтверждают рост угловых моментов с увеличением массового числа  $A$  осколка деления, включая область симметричного деления (высокоэнергетическое деление). Подобная тенденция роста замечена при делении протонами [7], быстрыми нейтронами [6] и  $\gamma$ -частицами [15], однако средние значения спинов, полученные в этих реакциях, существенно выше. Согласно заключению авторов [7], большая энергия возбуждения может быть вызвана существенной деформацией фрагментов при делении заряженными частицами, приводящей к возбуждению коллективных степеней свободы (вращению, кручению).

#### 4. Заключение

В результате проведенных измерений впервые были получены ИО для некоторых продуктов фотоделения  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , рассчитаны угловые моменты соответствующих первичных осколков деления. Близость значений ИО, полученных в настоящей работе и приведенных в литературе для тех же продуктов деления других актинидов при близких энергиях возбуждения, указывает на идентичность каналов образования высокоспиновых состояний, несмотря на различие мишеней и сечений образования.

Энергия падающих фотонов существенно не влияет на величину ИО, т.е. можно предположить, что энергия возбуждения не коррелирует с величиной углового момента первичного фрагмента деления. Увеличение ИО в процессах деления протонами и  $\alpha$ -частицами в области промежуточных энергий указывает на роль деформации первичного фрагмента из-за кручения или вращения, а также свойствами ядерной системы в процессе образования осколков и непосредственно после разделения. Возможно, что процесс возбуждения такого типа степеней свободы при взаимодействии с фотонами промежуточных энергий

не играет существенной роли.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **F.-J.Hambsch, S.Oberstedt, G.Vladuca, A.Tudora.** Nucl. Phys. A, **709**, 85 (2002).
2. **V.A.Rubchenya, J. Aysto.** Nucl. Phys. A, **701**, 127c (2002).
3. **I.Tsekhanovich, N.Varapai, V.A.Rubchenya,** et al. Phys. Rev. C, **70**, 044610 (2004).
4. **V.A.Rubchenya.** Phys. Rev. C, **75**, 054601 (2007).
5. **О.А.Бесщейко, И.Н.Вишневский** и др. Изв. РАН, серия физическая, **69**, 658 (2005).
6. **И.Н.Вишневский, В.Ю.Денисов, В.А.Желтоножский.** ЯФ, **61**, 1562 (1998).
7. **М.Tanikawa, H.Kudo,** et al. Z. Phys. A, **347**, 53 (1993).
8. **N.Patronis, C.T.Papadopoulos, S.Galanopoulos,** et al. Phys. Rev. C, **75**, 034607 (2007).
9. **B.L.Zhuikov, M.V.Mebel, V.M.Kokhanyuk, A.S.Pjinov.** Phys. Rev. C, **68**, 054611 (2003).
10. **H.Warhanek, R.Vandenbosch.** J. Inorg. Nucl. Chem., **30**, 669 (1964).
11. **E.Hagebo.** J. Inorg. Nucl. Chem., **25**, 1201 (1963).
12. **E.Hagebo.** J. Inorg. Nucl. Chem., **29**, 2515 (1967).
13. **Н.О.Denschlag** et al., in Proc. of the International Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Julich, 1979 (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1980), vol.4II, p.153.
14. **P.Boquet** et al., in Proc. of the International Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Julich, 1979 (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1980), vol.II, p.179.
15. **D.C.Aumann, W.Guckel, E.Nirschl, H.Zeising.** Phys. Rev. C, **16**, 254 (1977).
16. **D.De Frenne, B.Proot, H.Thierens,** et al. Phys. Rev. C, **29**, 1777 (1984).
17. **E.Jacobs, H.Thierens, D.De Frenne,** et al. Phys. Rev. C, **19**, 422 (1979).
18. **H.Thierens, B.Proot, D.De Frenne,** E. Jacobs. Phys. Rev. C, **25**, 1546 (1982).
19. **M.Diksic, L.Yaffe.** Can. J. Chem., **53**, 3116 (1975).
20. **Г.С.Карапетян.** Ученые записки ЕГУ, №3, 31 (2006).
21. **Н.Baba, J.Sanada, H.Araki,** et al. Nucl. Instrum. Methods A, **416**, 301 (1998).
22. **И.Адам, В.С.Пронских, А.Р.Балабекян** и др. Препринт №10-2000-28, ОИЯИ, Дубна, 2000.
23. **G.B.Saha, I.Tomita, L.Yaffe.** J. Inorg. Nucl. Chem., **31**, 3731 (1969).
24. **C.L.Rao, G.B.Saha, L.Yaffe.** J. Inorg. Nucl. Chem., **34**, 2397 (1972).
25. **C.Rudy, R.Vandenbosch, C.T.Ratcliffe.** J. Inorg. Nucl. Chem., **30**, 365 (1967).
26. **Ю.Гангрский, Б.Марков, В.Перелыгин.** Регистрация и спектрометрия осколков деления. М., Энергоатомиздат, 1992.
27. **M.Strecker, R.Wien, P.Plischke, W.Scobel.** Phys. Rev. C, **41**, 2172 (1990).
28. **G.B.Saha, L.Yaffe.** J. Inorg. Nucl. Chem., **31**, 1891 (1969).
29. **A.Deppman** et al. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **30**, 1991 (2004).
30. **C.Cetina** et al. Phys. Rev. C, **65**, 044622 (2002).
31. **H.Kudo, H.Muramatsu, H.Nakahara,** et al. Phys. Rev. C, **25**, 3011 (1982).
32. **C.Chung, J.J.Hogan.** Phys. Rev. C, **24**, 180 (1981).
33. **J.R.Huizenga, R.Vandenbosch.** Phys. Rev., **120**, 1305 (1960).
34. **Дж.Блатт, В.Вайскопф.** Теоретическая ядерная физика. М., изд. ИЛ, 1954.
35. **Y.Patin, S.Cierjacks, J.Lachkar,** et al. Nucl. Instrum. Methods, **160**, 471 (1979).
36. **A.Gavron.** Nucl. Instrum. Methods, **115**, 93 (1974).
37. **Н.А.Демёхина, А.С.Данагулян, Г.С.Карапетян.** ЯФ, **65**, 390 (2002).

$^{238}\text{U}$  եՎ  $^{232}\text{Th}$  ՖՈՏՈԲԱԺԱՆՄԱՆ ԲԵԿՈՐՆԵՐԻ  
ԻԶՈՄԵՐԱՅԻՆ ՀԱՐԱԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ն.Ա. ԴԵՄՅՈՒԽԻՆԱ, Գ.Ս. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

Չափված են  $^{238}\text{U}$  և  $^{232}\text{Th}$  ֆոտոբաժանման բեկորների էքսպերիմենտալ իզոմերային հարաբերությունները արգելակային ճառագայթման 50 և 3500 ՄԷՎ առավելագույն էներգիաների դեպքում: Ստացված արդյունքները հնարավորություն տվեցին գնահատել առաջնային ֆրագմենտների միջին անկյունային մոմենտների արժեքները և համեմատել գրականության մեջ առկա տվյալների հետ:

ISOMERIC YIELD RATIOS OF  $^{238}\text{U}$  AND  $^{232}\text{Th}$   
PHOTOFISSION PRODUCTS

N.A. DEMEKHINA, G.S. KARAPETYAN

The  $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$  experimental photofission isomeric yield ratios were determined by using bremsstrahlung at the end-point energies of 50 and 3500 MeV. From the measured results the average angular momenta of primary fission fragments are estimated and the comparison with known data is made.