

ИЗМЕРЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ В ПРОДУКТАХ  
ФОТОДЕЛЕНИЯ  $^{232}\text{Th}$

О. А. Бешейко <sup>1</sup>, В. А. Желтоножский <sup>2</sup>, И. Н. Каденко <sup>1</sup>, Н. В. Стрильчук <sup>2</sup>

<sup>1</sup> Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

<sup>2</sup> Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Методами полупроводниковой  $\gamma$ -спектроскопии проведены измерения активности продуктов фотоделения  $^{232}\text{Th}$  с  $T_{1/2} = 1 \text{ мин} \div 10 \text{ ч}$ . Облучение проводилось  $\gamma$ -квантами тормозного спектра линейного ускорителя электронов Mevatron KD2 с граничной энергией 23 МэВ. Используя полученные данные о выходах фрагментов фотоделения, впервые при граничной энергии 23 МэВ измерены изомерные отношения для ядер  $^{117}\text{In}$ ,  $^{130}\text{Sb}$ ,  $^{133}\text{Te}$ ,  $^{134}\text{I}$  и  $^{135}\text{Xe}$ . Впервые определены средние угловые моменты для вышеуказанных ядер в фотоделении  $^{232}\text{Th}$ .

Введение

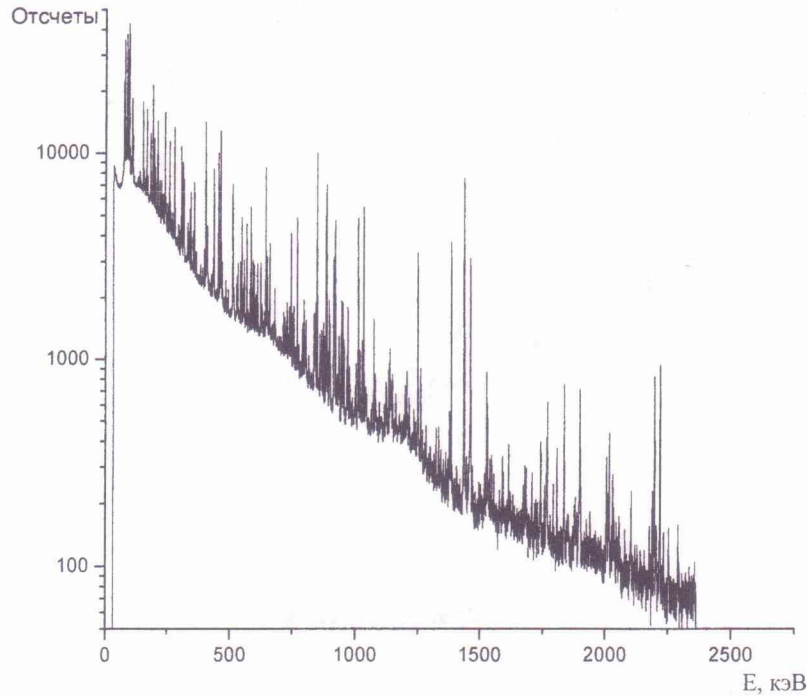
Эксперименты по изучению активностей первичных фрагментов деления являются важным источником информации при исследовании свойств нейтроноизбыточных ядер и изучении динамики ядерного деления [1 - 5]. В последние годы повысился интерес к механизмам и каналам деления, появились новые эффективные теоретические модели, требующие сравнения с экспериментальными данными [6, 7].

Данные об изомерных отношениях  $\sigma_m/\sigma_g$ , где  $\sigma_m$  – сечение образования высокоспиновых долгоживущих состояний, а  $\sigma_g$  – низкоспиновых, в ядрах продуктов деления содержат информацию о средних угловых моментах  $\hat{J}$  фрагментов деления, а следовательно, об изменении свойств делящихся ядер при переходе от седловой точки к точке разрыва. А именно такая информация позволяет выбрать наиболее адекватные модели, описывающие симметричный и асимметричный каналы деления.

Ранее нами проводились исследования деления  $^{232}\text{Th}$  быстрыми 14 МэВ нейтронами [7]. Целью данной работы было определение изомерных отношений для осколков, образованных в результате деления  $^{232}\text{Th}$   $\gamma$ -квантами тормозного спектра линейного ускорителя электронов Mevatron KD2 с энергией 23 МэВ. Энергия возбуждения делящегося ядра при облучении  $\gamma$ -квантами примерно такая же, как и при облучении 14 МэВ нейтронами (~ 18 МэВ), поэтому данные о средних угловых моментах для ( $\gamma$ , f)- и (n, f)-реакций могут прояснить роль этих налетающих частиц при делении ядер.

Методика и результаты измерений

Облучение мишеней  $^{232}\text{Th}$  проводилось  $\gamma$ -квантами тормозного спектра с граничной энергией 23 МэВ, полученных на линейном ускорителе электронов Mevatron KD2. Тормозной спектр  $\gamma$ -лучей формировался на фольге из золота. Измерение  $\gamma$ -спектров продуктов деления проводилось непосредственно после облучения на полупроводниковом спектрометре с Ge-детектором с энергетическим разрешением 1.9 кэВ на  $\gamma$ -линиях  $^{60}\text{Co}$  и эффективностью регистрации  $\gamma$ -квантов 30 % по сравнению с NaI(Tl)-детектором размерами 3"  $\times$  3". Время облучения было 10 мин. Выдержка после облучения использовалась минимально возможная в данных условиях измерений – 1 мин. Сохранение спектров в памяти компьютера производилось последовательно через интервалы времени 1, 2, 4, 8, 16, 32 мин. Для набора необходимой статистики циклы облучения и измерения повторялись многократно, спектры суммировались. Большое количество пиков обеспечивало хорошие условия для программного согласования калибровок отдельных спектров. Характерный  $\gamma$ -спектр продуктов распада приведен на рис. 1.


 Рис. 1. Спектр продуктов деления  $^{232}\text{Th}$ .

Хорошо виден сложный характер спектра, количество линий достигает нескольких сотен, много перекрывающихся. Для выделения изомерных  $\gamma$ -переходов потребовалась тщательная и кропотливая работа по расшифровке спектра, учет наложения пиков.

Экспериментальные значения изомерных отношений вычислялись с учетом вклада от  $\beta$ -распада изобарных ядер в выходы исследуемых изотопов.

Решение систем дифференциальных уравнений распада радиоактивных цепочек было выполнено численно, детали приведены в [7]. Здесь только необходимо отметить, что величина  $\sigma_m/\sigma_g$  не зависит от количества делящегося вещества и от потока налетающих частиц и определяется только площадью фотопиков. Величины этих площадей зависят от времен облучения, выдержки и измерения. Ошибки измерения зависят только от статистических ошибок и точности измерения кривой энергетической зависимости эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов Ge-детектором.

В результате анализа спектров определены изомерные отношения для ядер  $^{117}\text{In}$ ,  $^{130}\text{Sb}$ ,  $^{133}\text{Te}$ ,  $^{134}\text{I}$  и  $^{135}\text{Xe}$ , приведенные в таблице.

Фрагменты схем распада для этих ядер и изобарных ядер мешающего  $\beta$ -распада приведены на рис. 2 из [8].

В качестве примера реального спектра, использовавшегося для определения величин  $\sigma_m$  и  $\sigma_g$ , на рис. 3 приведены части спектра с линиями, используемыми для расчета изомерного отношения  $^{134m}\text{I}$ . Из этого рисунка видно, что статистическая точность определения площадей фотопиков  $^{134}\text{Te}$  и  $^{134m}\text{I}$  высокая ( $\sim 3\%$ ), но ошибки в определении  $\sigma_m/\sigma_g$  получились большие ( $\sim 20\%$ ). Это обусловлено тем, что близость периодов полураспада  $^{134}\text{Te}$  и  $^{134}\text{I}$  (см. рис. 2) приводит к тому, что при вычитании активности  $^{134}\text{I}$ , образующегося из-за подпитки  $^{134}\text{Te}$ , получаются большие ошибки в величине  $\sigma_m/\sigma_g$ .

**Экспериментальные значения изомерных отношений и средних угловых моментов осколков деления  $^{232}\text{Th}$**

Изотоп	$(\sigma_m/\sigma_g)_{\gamma,f}$	$(\sigma_m/\sigma_g)_{n,f}$	$\hat{J}_{\gamma,f}$	$\hat{J}_{n,f}$
$^{117}\text{In}$	1,3(4)	—	7(2)	—
$^{130}\text{Sb}$	0,35(15)	0,66(6)	7,1(15)	6,9(5)
$^{133}\text{Te}$	1,25(20)	0,37(4)	5,3(5)	3,7(5)
$^{134}\text{I}$	0,55(10)	0,21(4)	5,6(5)	4,2(5)
$^{135}\text{Xe}$	0,66(9)	—	5,0(5)	—

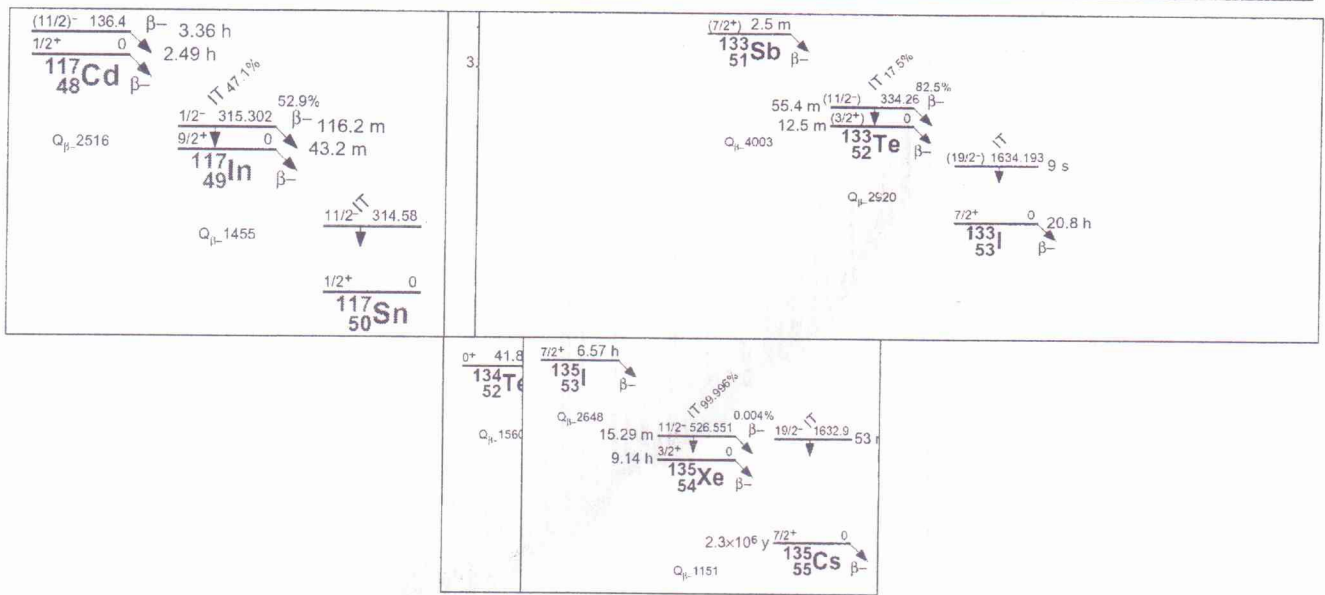


Рис. 2. Фрагменты схем распада.

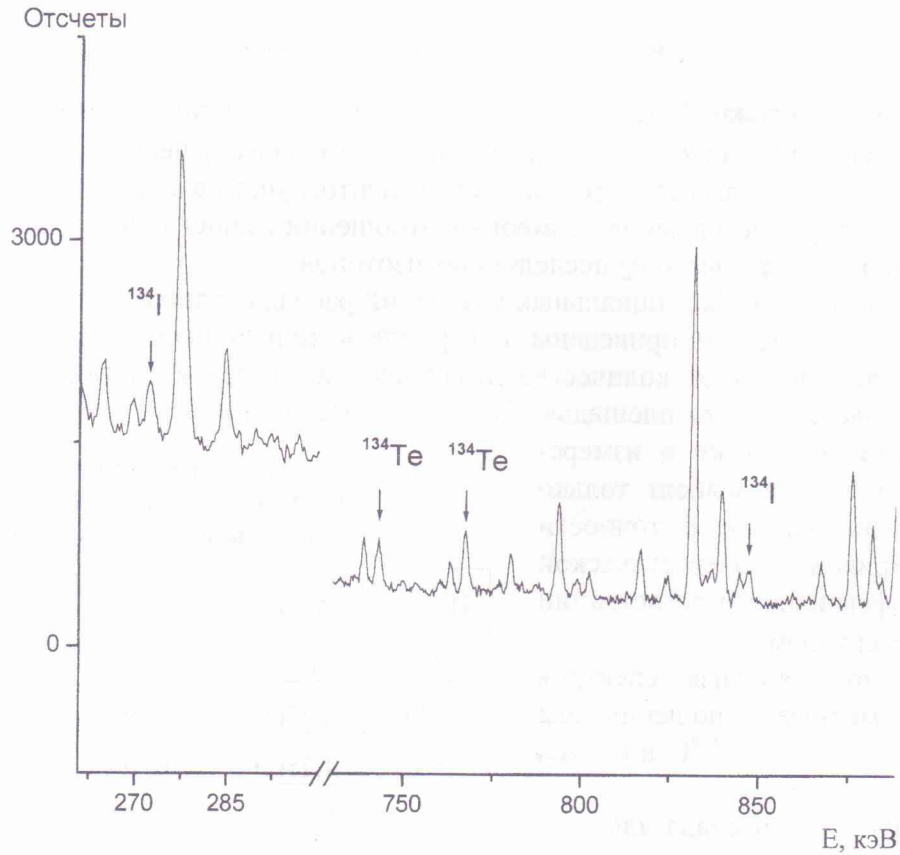


Рис. 3. Фрагмент спектра с линиями, используемыми для расчета изомерного отношения в  $^{134}\text{I}$ .

### Обсуждение

Для полученных величин  $\sigma_m/\sigma_g$  были вычислены средние угловые моменты фрагментов деления  $\hat{J}(\hbar)$ . Согласно [9] распределение вероятности заселения состояний в фрагментах деления представляется как

$$P(J) \sim (2J + 1) \exp[-J(J + 1)/B],$$

где  $B$  – параметр, определяющий ширину этого распределения. В результате эмиссии мгновенных нейтронов, уносящих некоторый угловой момент, данное распределение изменяется

$$P(J) \sim (2J + 1) \exp[-(J + 1/2)^2/2\sigma^2],$$

где  $\sigma$  – параметр обрезания, который зависит от момента инерции и температуры возбужденного ядра. После эмиссии нейтронов остаточное ядро девозбуждается путем испускания  $\gamma$ -квантов, заселяющих основное или изомерное состояние ядра-продукта. Таким образом, при определении параметра  $B$ , а значит, и  $\hat{J}$  необходимо сделать предположение о числе и энергии испущенных нейтронов, числе, энергии и мультипольности  $\gamma$ -квантов, знать параметры обрезания спина. Эти параметры, как правило, извлекаются из изучения других реакций на данном ядре. Однако такая информация для наших ядер отсутствует, поэтому в расчетах использовались параметры, полученные для близлежащих ядер. Это затрудняет сравнение и интерпретацию данных о параметрах спинового распределения и средних угловых моментах фрагментов деления, которые определяются как

$$\hat{J} = \sum_J JP(J) / \sum_J P(J)$$

и позволяет определять величины  $\hat{J}$  с точностью не более  $\pm 0.5\hbar$ . Полученные в нашей работе значения  $\hat{J}$  даны в вышеприведенной таблице.

Наши данные находятся в удовлетворительном согласии с результатами, полученными в (n, f)-реакции с 14 МэВ нейтронами (см. таблицу), и значительно расходятся со значениями, полученными из экспериментов, выполненных по радиохимической методике [10]. Вероятно, это вызвано тем, что при радиохимическом выделении изомерной пары скорость выделения практически не контролируется и за первые 10 % времени радиохимических работ в одних случаях может выделиться более 80 % конечного продукта, а в других - не более 10 %. При делении сечение образования ядер с  $Z$  больше, чем с  $Z + 1$ , и во многих случаях различие может быть на порядок. Поэтому в одних случаях вклад распада ядер с  $Z$  в активность ядер с  $Z + 1$  во время радиохимических процедур может составлять более 90 %, а в других он будет незначительным, что определяется только условиями радиохимических работ. Это приводит к полной неопределенности в определении. На наш взгляд, вообще изучение изомерных отношений с помощью радиохимической методики некорректно и ее можно применять только для "обойденных" или "квазиобойденных" ядер. А число таких ядер, как известно, крайне ограничено. В то же время предложенная нами методика полностью исключает влияние этих факторов и ее успешное применение требует только хорошего энергетического разрешения спектрометров и программ, обеспечивающих надежную обработку сложных  $\gamma$ -спектров. Все это реализовано в нашей работе.

Необходимо также отметить, что данные о величинах  $\sigma_m/\sigma_g$  для продуктов фотоделения получены в ограниченном числе работ [11, 12]. Изучение фотоделения на четно-четных трансурановых ядрах было выполнено только в [11]. В этой работе получены данные о величинах  $\sigma_m/\sigma_g$  для ядер  $^{131}\text{Te}(11/2^-; 3/2^+)$  и  $^{132}\text{I}(8^-; 4^+)$  при фотоделении  $^{238}\text{U}$   $\gamma$ -квантами тормозного спектра с граничной энергией от 15 до 70 МэВ. При этом было получено, что  $\sigma_m/\sigma_g$  для  $^{131}\text{Te}$  варьируется от  $0,75 \pm 0,35$  до  $1,00 \pm 0,33$ , а для  $^{132}\text{I}$  от  $0,70 \pm 0,31$  до  $0,78 \pm 0,22$ . Таким значениям  $\sigma_m/\sigma_g$  соответствуют величины  $\hat{J}$ , равные: для  $^{131}\text{Te}$   $\hat{J}=3,5 \pm 1,7 \div 4,1 \pm 1,5$ ; для  $^{132}\text{I}$   $\hat{J}=6,5 \pm 1,6 \div 6,9 \pm 1,4$ . Как видно, значения  $\hat{J}$  для нечетных и нечетно-нечетных осколков фотоделения тория и урана близки по величине, но точность наших данных существенно выше.

С физической точки зрения можно отметить, что величины  $\hat{J}$  для осколков фотоделения, как правило, выше. Это достаточно интересный результат, так как фотоделение происходит из  $1^-$ -состояний, а деление быстрыми нейтронами – из состояний со

спинами до  $7/2$ . Поэтому естественно было ожидать больших величин  $\hat{J}$  для  $(n, f)$ -реакции. Одним из возможных объяснений полученных величин среднего углового момента может быть то, что фотоделение происходит на четно-четном ядре, а деление нейтронами – на нечетном. Кроме того, при энергии нейтронов 14 МэВ большой вклад вносит  $(n, 2n)$ -канал, который уносит существенно большие угловые моменты, чем  $(\gamma, n)$ -канал, что может существенно понизить угловые моменты составного ядра. Однако сделать количественные оценки пока затруднительно из-за малочисленности полученных данных.

Для выяснения обсуждавшихся вопросов авторы планируют продолжить такие исследования как с  $\gamma$ -квантами, так и с нейтронами не только на ядрах  $^{232}\text{Th}$ , но и на других трансурановых нуклидах.

Данная работа была выполнена при поддержке гранта INTAS-2000-00463.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nix J.R., Swiatecki W.J. // Nucl. Phys. - 1965. - Vol. 71. - P. 1.
2. Datta T., Dange S.P., Prakash S.K., Ramaniah M. V. // Z. Phys. A. - 1986. - Vol. 324. - P. 81.
3. Wilhelmy J.B., Cheifetz E., Jared R.C. et al. // Phys. Rev. C. - 1972. - Vol. 5. - P. 2041.
4. Тер-Акопян Г.М., Оганесян Ю.Ц., Попеко Г.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. - 1997. - Т. 61. - С. 185.
5. Вишневецкий И.Н., Желтоножский В.А., Решитько С.В. // Там же. - С. 102.
6. Table of Isotopes // Ed. M. Lederer. - N.Y.: J. Wiley and Sons, 1978.
7. Денисов В.Ю., Решитько С.В. // Ядерная физика. - 1996. - Т. 59. - С. 78.
8. Вишневецкий И.Н., Денисов В.Ю., Желтоножский В.А. и др. // Там же. - 1998. - Т. 61. - С. 1562.
9. Warhanec H., Vandenboch R. // J. Inorg. Nucl. Chem. - 1964. - Vol. 26. - P. 669.
10. Hsu S. S. et al. // Phys. Rev. C. - 1981. - Vol. 24. - P. 523.
11. Jacobs E. et al. // Ibid. - 1979. - Vol. 19. - P. 422.
12. Jacobs E. et al. // Ibid. - 1980. - Vol. 21. - P. 237.

#### ВИМІРЮВАННЯ ІЗОМЕРНИХ ВІДНОШЕНЬ У ПРОДУКТАХ ФОТОПОДІЛУ $^{232}\text{Th}$

О. А. Безшийко, В. О. Желтоножський, І. М. Каденко, М. В. Стрільчук

Методами напівпровідникової  $\gamma$ -спектроскопії проведено вимірювання активності продуктів фотоподілу  $^{232}\text{Th}$  з  $T_{1/2} = 1 \text{ хв.} \div 10 \text{ год.}$  Опромінення проводилось  $\gamma$ -квантами гальмівного спектра лінійного прискорювача електронів Mevatron KD2 з граничною енергією 23 МеВ. Використовуючи одержані дані про виходи фрагментів фотоподілу, вперше при граничній енергії 23 МеВ виміряно ізомерні відношення для ядер  $^{117}\text{In}$ ,  $^{130}\text{Sb}$ ,  $^{133}\text{Te}$ ,  $^{134g}\text{I}$  і  $^{135}\text{Xe}$ . Уперше визначено середні кутові моменти для вищевказаних ядер у фотоподілі  $^{232}\text{Th}$ .

#### MEASUREMENT OF ISOMERIC RATIOS IN $^{232}\text{Th}$ PHOTOFISSION PRODUCTS

O. A. Bezsheyko, V. A. Zheltonozhsky, I. N. Kadenko, N. V. Strilchuk

Measurement of activity of  $^{232}\text{Th}$  photofission products with  $T_{1/2} = 1 \text{ min} \div 10 \text{ h}$  has been carried out using  $\gamma$ -spectroscopy technique. The targets were irradiated by bremsstrahlung  $\gamma$ -quanta from Mevatron KD2 linear electron accelerator with boundary energy of 23 MeV. Using obtained data about photofission fragments yield isomeric ratios for  $^{117}\text{In}$ ,  $^{130}\text{Sb}$ ,  $^{133}\text{Te}$ ,  $^{134g}\text{I}$  and  $^{135}\text{Xe}$  nuclei have been measured for the first time at boundary energy of 23 MeV. For the first time mean angular momenta for mentioned above nuclei at  $^{232}\text{Th}$  photofission have been determined.

Поступила в редакцію 28.05.02,  
после доработки – 13.09.02.