

P15-2005-210

Ю. П. Гангрский, В. И. Жеменик<sup>1)</sup>, Г. В. Мышинский,  
Ю. Э. Пенионжкевич, Н. Н. Колесников<sup>2)</sup>, В. Г. Лукашик<sup>3)</sup>,  
Чан Дук Тхиеп<sup>4)</sup>, Чионг Тхи Ань<sup>4)</sup>, Нгуен Тхи Винь<sup>4)</sup>,  
Фам Вьет Куонг<sup>4)</sup>

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ В ЯДРЕ  $^{135}\text{Xe}$ ,  
ОСКОЛКЕ ФОТОДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

---

<sup>1)</sup> Институт ядерных исследований, Киев

<sup>2)</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

<sup>3)</sup> Институт космических исследований, Москва

<sup>4)</sup> Институт физики, Ханой, Вьетнам

Гангрский Ю. П. и др.

P15-2005-210

Изомерные отношения в ядре  $^{135}\text{Xe}$ , осколке фотоделения тяжелых ядер

Измерены отношения выходов осколка  $^{135}\text{Xe}$  в изомерном и основном состояниях при фотоделении тяжелых ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{243}\text{Am}$  и  $^{248}\text{Cm}$ . Измерения проводились на пучке тормозного излучения с граничной энергией 25 МэВ. Выходы осколков  $^{135}\text{Xe}$  определялись по интенсивности  $\gamma$ -излучения, испускаемого при разрядке его изомерного и основного состояний. Из значительных изомерных отношений были рассчитаны средние угловые моменты осколка  $^{135}\text{Xe}$ , проведено их сравнение с данными из других реакций деления.

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

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Gangrsky Yu. P. et al.

P15-2005-210

$^{135}\text{Xe}$  Isomeric Ratio in Photofission of Heavy Nuclei

The ratio of  $^{135}\text{Xe}$  yields in the isomeric and ground states was measured at the photofission of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{243}\text{Am}$ , and  $^{248}\text{Cm}$  heavy nuclei. Bremsstrahlung radiation with a cutoff energy of 25 MeV was used. Yields of the  $^{135}\text{Xe}$  fragments in isomeric and ground states were determined using the intensity of characteristic  $\gamma$  radiation emitted in decays at corresponding levels. The mean spins of primary photofission fragments were derived from the isomeric ratio in the framework of the statistical theory and compared with the ones for neutron-induced fission.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005

## ВВЕДЕНИЕ

Измерения отношений сечений образования ядер в состояниях с различными угловыми моментами являются одним из направлений исследований ядерной структуры. Они позволяют получить важную информацию о зависимости плотности уровней от их углового момента и о вероятностях радиационных переходов между уровнями. Особенно эффективными такие измерения оказываются тогда, когда одно из исследуемых состояний является изомерным, т. е. имеет достаточно большое время жизни. Это позволяет разделить во времени процессы образования исследуемых ядер и измерения спектров их радиоактивного излучения, что существенно повышает чувствительность измерений.

В случае ядерного деления измерение изомерных отношений (ИО) в образующихся осколках позволяет судить о ряде особенностей этого процесса, в частности о роли различного рода коллективных движений, таких как изгиб или закручивание, влияющих на повышение углового момента осколков при их формировании в момент разрыва ядра [1, 2]. В данной работе представлены результаты измерений ИО в ядре  $^{135}\text{Xe}$ , образующегося при фотоделении тяжелых ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{243}\text{Am}$  и  $^{248}\text{Cm}$ . Выбор ядра  $^{135}\text{Xe}$  был обусловлен тем, что оно может образовываться не только непосредственно в делении ядер, но и в таких простых реакциях, как  $(n, \gamma)$  или  $(\gamma, n)$ . Механизм этих реакций хорошо известен, а угловой момент поглощенного  $\gamma$ -кванта и энергия налетающего нейтрона фиксированы. Поэтому в случае этих реакций может быть проведен детальный расчет изменения углового момента ядра при заселении изомерного или основного состояний, а из значений ИО получены параметры плотностей уровней, которые могут быть использованы при расчете ИО при образовании осколков деления  $^{135}\text{Xe}$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Выходы осколков  $^{135}\text{Xe}$  в основном и изомерном состояниях определялись по интенсивности  $\gamma$ -излучения, испускаемого при их распаде. Характеристики радиоактивного распада и значения спинов для обоих состояний  $^{135}\text{Xe}$ , а также его предшественника по  $\beta$ -распаду  $^{135}\text{J}$  представлены в табл. 1 [3]. Схема заселения и распада основного и изомерного состояний  $^{135}\text{Xe}$

**Таблица 1. Характеристики радиоактивного распада осколков**

Ядро	$I^\pi$	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$ , %	$\alpha$
$^{135g}\text{Xe}$	$3/2^+$	9,10 ч	250	90	0,20
$^{135m}\text{Xe}$	$11/2^-$	15,3 мин	527	80	0,12
$^{135}\text{J}$	$7/2^+$	6,61 ч	1260	29	0,001

приведена на рис. 1. Спектры  $\gamma$ -излучения измерялись HPGe-детекторами объемом 80 см<sup>3</sup> с разрешением 2,2 кэВ для  $\gamma$ -линии с энергией 1332 кэВ ( $^{60}\text{Co}$ ) и объемом 150 см<sup>3</sup> с разрешением 1,9 кэВ для той же линии.

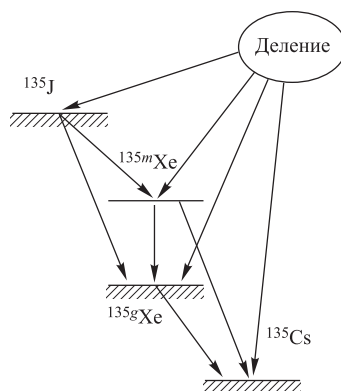


Рис. 1. Схема заселения и распада основного и изомерного состояний  $^{135}\text{Xe}$

Спектр  $\gamma$ -излучения осколков деления очень сложный (сотни  $\gamma$ -линий), зачастую линии различных изотопов перекрываются. Кроме того, очень большим оказывается комптоновский фон, а также загрузка детектора (и соответственно мертвое время), что существенно снижает точность получаемых результатов даже для чистых линий. Поэтому для отделения ксенона от основной массы осколков использовалось сильное различие их химических свойств. Оно было основано на том, что при прокачке осколков в потоке инертного газа через фильтр все они, кроме Kr и Xe, задерживаются фильтром. Инертные газы Kr и Xe можно остановить в криостате, если его температуру поддерживать ниже температуры конденсации этих газов. Таким путем можно эффективно выделить  $^{135}\text{Xe}$  и существенно снизить фон  $\gamma$ -излучения от остальных осколков деления.

Эксперименты проводились на пучке тормозного излучения с граничной энергией 25 МэВ микротрона МТ-25 ЛЯР ОИЯИ [4]. Конвертором пучка электронов в тормозное излучение служил вольфрамовый диск толщиной 3 мм. Непосредственно за конвертором располагался поглотитель рассеянных

низкоэнергетических электронов — цилиндр высотой 20 мм из алюминия, имеющего низкий коэффициент поглощения  $\gamma$ -квантов. Мишени представляли собой слои исследуемых элементов толщиной  $0,1\text{--}3\text{ мг/см}^2$ , нанесенных на алюминиевую подложку. В случае тория мишенями служили фольги толщиной 50 мкм. Экспериментальная установка (рис. 2) включала систему подачи буферного газа, реакционную камеру, расположенную на пучке тормозных

$\gamma$ -квантов, заполненный жидким азотом криостат, соединительные капилляры. Ее подробное описание представлено в [5].

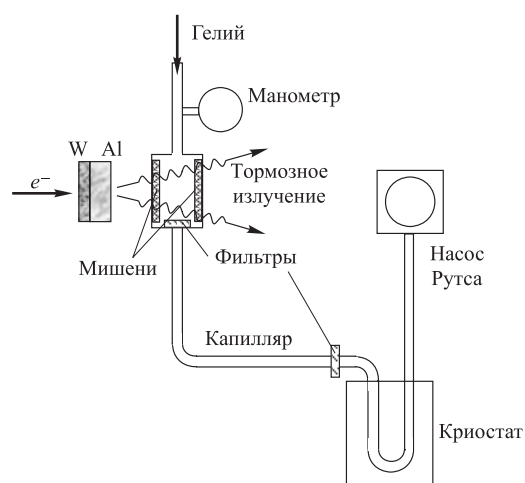


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки

Реакционная камера имела форму цилиндра, на его торцах располагались мишени из делящегося вещества. Сквозь диаметрально противоположные входное и выходное отверстия в боковых стенках цилиндра через полость камеры прокачивался буферный газ (гелий марки М-60) под давлением 2 атм. Осколки деления, вылетевшие из мишени, тормозились в газе. Поток газа увлекал их и по капилляру переносил к криостату. Перед входом в капилляр был расположен волокнистый фильтр, задерживающий атомы всех элементов кроме Кг и Хе. Эффективность фильтра составляла 99,8%. Реакционная камера была соединена с азотным криостатом с помощью последовательно расположенных капилляров: первый с внутренним диаметром 3 мм и длиной 50 м, а второй с внутренним диаметром 2 мм и длиной 1 м. Между капиллярами располагался второй фильтр. Криостат состоял из заполненного жидким азотом сосуда из пенопласта, в котором была расположена плоская спираль из медной трубки с внутренним диаметром 3 мм, толщиной стенок 0,5 мм и длиной 1,2 м. Во время облучения через спираль продувался бу-

ферный газ, атомы криптона и ксенона вымораживались на ее стенках. Там же, естественно, оказывались и дочерние продукты их распада. По окончании облучения спираль, оставаясь в жидком азоте, отсоединялась от капилляров и герметично закрывалась. После извлечения из криостата она переносилась к детектору  $\gamma$ -излучения, при этом атомы инертных газов испарялись со стенок спирали и равномерно заполняли ее внутренний объем.

Хотя все осколки, кроме Kг и Хе, задерживались фильтром, часть атомов  $^{135}\text{Xe}$  (и в основном и в изомерном состоянии) могла попадать в криостат после  $\beta$ -распада  $^{135}\text{J}$ . Часть атомов  $^{135}\text{J}$ , задержанных фильтром, слетала с его поверхности из-за отдачи при  $\beta$ -распаде и увлекалась потоком газа. Этот эффект искажал ИО первичного осколка  $^{135}\text{Xe}$ , и его необходимо было учитывать. Кумулятивный выход осколков  $^{135}\text{J}$  был заметно выше независимого выхода  $^{135}\text{Xe}$ , особенно при фотоделении  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  (значения этих выходов представлены в табл. 2, использованы данные наших работ по измере-

**Таблица 2. Выходы ИО и средние угловые моменты осколков**

Параметры	$^{232}\text{Th}(\gamma, f)$	$^{238}\text{U}(\gamma, f)$	$^{237}\text{Np}(\gamma, f)$	$^{243}\text{Am}(\gamma, f)$	$^{248}\text{Cm}(\gamma, f)$
$Y_i(^{135}\text{Xe}), 1/f$	0,0012(8)	0,0033(8)	0,023(3)	0,015(2)	0,024(5)
$Y_c(^{135}\text{J}), 1/f$	0,040(5)	0,047(6)	0,030(4)	0,040(5)	0,028(5)
$\bar{\nu}$	1,0(3)	1,3(3)	1,5(4)	1,8(4)	2,5(5)
ИО	0,75(10)	0,76(12)	1,41(18)	2,73(35)	2,68(35)
$\bar{I}, \hbar$	4,6(1,0)	4,9(6)	5,6(8)	7,5(1,0)	7,3(1,0)

нию изотопных распределений независимых выходов осколков Kг и Хе при фотоделении ряда тяжелых ядер (от  $^{232}\text{Th}$  до  $^{248}\text{Cm}$ ) [6–8] и работы [9]). Однако за время облучения (30 мин) распалась лишь небольшая часть ядер  $^{135}\text{J}$ . Достаточно большое время жизни материнского изотопа  $^{135}\text{J}$  (6,6 ч) позволяло определить экспериментально вклад от этого эффекта в заселение изомерного и основного состояния  $^{135}\text{Xe}$ . Для этого в каждом эксперименте использовались по две спирали. В первой собирался  $^{135}\text{Xe}$  во время облучения, а во второй — после его окончания, при тех же значениях давления буферного газа и скорости его потока. Из измерений  $\gamma$ -спектров второй спирали можно получить скорость накопления (выход в единицу времени)  $^{135}\text{Xe}$  в результате  $\beta$ -распада  $^{135}\text{J}$ . Из измерений  $\gamma$ -спектров первой спирали вычислялась суммарная скорость накопления  $^{135}\text{Xe}$ : непосредственно из деления и в результате  $\beta$ -распада. Зная вероятность заселения изомерного состояния при  $\beta$ -распаде (15,67% [3]), из проведенных измерений для обеих спиралей можно вычислить скорость накопления изомерного и основного состояний  $^{135}\text{Xe}$  непосредственно при делении и таким образом определить соответствующее ИО.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Полученные таким способом ИО при фотоделении ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{243}\text{Am}$  и  $^{248}\text{Cm}$  представлены в табл. 2. Они заметно выше, чем для реакций  $(n, \gamma)$  и  $(\gamma, n)$ , приводящих к тому же ядру  $^{135}\text{Xe}$ , что указывает на какой-то дополнительный механизм повышения углового момента ядра при разрыве его на осколки. Теоретические работы, появившиеся в последнее время, предлагают различные новые подходы к объяснению больших угловых моментов первичных осколков деления [9–11]. Каким бы ни был механизм накачки спина первичного осколка, он, как правило, оказывается в сильно возбужденном состоянии. Хотя фотоделение указанных ядер вызывается непрерывным спектром  $\gamma$ -излучения (от порога деления до 25 МэВ), основной вклад вносит область гигантского дипольного резонанса (средняя энергия возбуждения делящегося ядра составляет  $\sim 12,5$  МэВ). Эта энергия, а также часть энергии, выделяющейся при делении, переходит в энергию возбуждения осколков и приводит к эмиссии из них нейтронов и  $\gamma$ -квантов. Поэтому к изучаемому в данной работе осколку  $^{135}\text{Xe}$  приводит эмиссия 1–2 нейтронов из осколков, образующихся непосредственно при разрыве ядра. Среднее число таких нейтронов дано в табл. 2.

В случае фотоделения  $^{238}\text{U}$  они известны из работы [12], а для остальных ядер были рассчитаны при использовании данных о среднем числе нейтронов деления и их распределении по массовым числам осколков [13, 14] с поправками на их энергии возбуждения.

Для делящегося ядра  $^{232}\text{Th}$  значение ИО в пределах ошибок совпадает с известным из работ других авторов [15], а для  $^{238}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$  полученные нами значения выше известных [16]. Очевидно, различие связано с тем, что использованная нами методика позволяет и существенно снизить, и корректно учитывать вклад в измеренные независимые выходы добавки от кумулятивного распада цепочки ядер данной массы, которая в ряде случаев может быть существенной и приводящей к понижению измеренного изомерного отношения.

Вычисления среднего углового момента осколка фотоделения  $^{135}\text{Xe}$  проводились в рамках статистической модели [17, 18] на основе метода, предложенного Хьюзенгой и Вандебошем [19] и усовершенствованного рядом авторов, например, [20, 21]. Этот метод включает расчет распределений ядер по энергии возбуждения и угловому моменту на каждой ступени девозбуждения осколка. Такими ступенями являются разрыв делящегося ядра, испарение нейтронов и эмиссия каскада  $\gamma$ -квантов. Особенностью реакции деления является широкое распределение начального значения спина и энергии возбуждения осколка в момент его образования. Для определения средней энергии возбуждения осколков и числа испарившихся из них нейтронов использовалась процедура, аналогичная примененной в работе [12].

Испарение нейтронов приводит к уширению распределений по энергии возбуждения и угловому моменту. Для получения этих распределений рассчитывались коэффициенты прохождения нейтронов с различными орбитальными моментами. Эти коэффициенты определяют вероятность испарения нейтрона из возбужденного ядра с заданными кинематическими характеристиками и таким образом позволяют получить распределения дочернего ядра по энергии возбуждения и угловому моменту.

Расчет последней ступени реакции (каскад  $\gamma$ -квантов) сводился к получению распределений по энергии и импульсу после эмиссии каждого  $\gamma$ -кванта из каскада. При этом каждый раз рассчитывалась вероятность перехода на основное или изомерное состояние или на какой-либо промежуточный уровень, с которого продолжается каскад  $\gamma$ -квантов. Эта ступень реакции наиболее чувствительна к значениям параметров статистической модели, определяющих зависимость плотности уровней от энергии ( $a$ ) и углового момента ( $\sigma$ ).

Для получения этих значений  $a$  и  $\sigma$  была выполнена такая же процедура расчета ИО для реакций  $^{134}\text{Xe}(n, \gamma)$  и  $^{136}\text{Xe}(\gamma, n)$ . Экспериментальное значение ИО для первой реакции составляет 0,013(2), а для второй — 0,110(9) [22]. Полученные из согласования расчетных и экспериментальных значений ИО параметры статистической модели  $a$  и  $\sigma$  и использовались при расчете ИО в осколках деления  $^{135}\text{Xe}$ .

С использованием такого подхода были рассчитаны средние угловые моменты  $J$  осколков деления, приводящих в результате процесса девозбуждения путем испускания нейтронов и  $\gamma$ -квантов к ядру  $^{135}\text{Xe}$  с наблюдаемым в эксперименте отношением заселенности основного и изомерного состояний. Их значения представлены в табл. 2, а их зависимость от атомного номера делящегося ядра — на рис. 3.

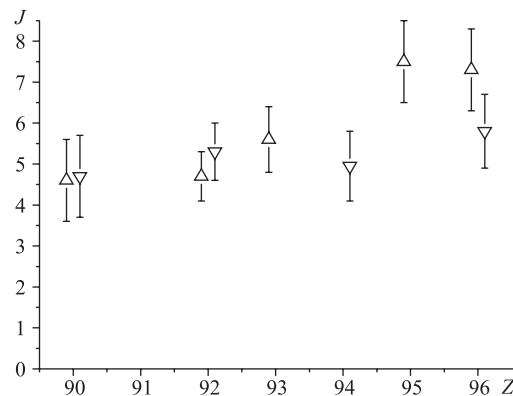


Рис. 3. Зависимость углового момента  $J$  осколков фотоделения от атомного номера  $Z$  делящегося ядра:  $\Delta$  — фотоделение;  $\nabla$  — деление нейтронами



Видно, что они достаточно велики ( $5-7\hbar$ ) и оказываются того же порядка, что и при делении тяжелых ядер тепловыми или быстрыми нейтронами [23, 24] (рис. 3). Наблюдается также рост средних угловых моментов с увеличением атомного номера  $Z$  делящегося ядра. Это связано, по-видимому, как с большей энергией возбуждения осколков и, следовательно, с большим числом испаряемых нейтронов, что приводит к уширению дисперсии угловых моментов, так и с сопровождающими деление процессами, приводящими к накачке спинов первичных осколков. Возможно также и влияние на ИО конечных значений спинов нечетных ядер  $^{237}\text{Np}$  и  $^{243}\text{Am}$ . Более детальные сведения об этих эффектах позволят получить дальнейшие эксперименты, направленные на изучение зависимостей ИО от массового числа осколка, его кинетической энергии и углового момента делящегося ядра.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. Ц. Оганесяну, М. Г. Иткису и С. Н. Дмитриеву за постоянный интерес и внимание к работе, Я. Климану и А. Даниелю за полезные обсуждения, Г. В. Букланову за изготовление мишеней и А. Г. Белову за проведенные облучения на микротроне.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16955).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Nix J. R., Swiatecki W. J. // Nucl. Phys. 1965. V. 71. P. 1.
2. Rasmussen J. O., Norenberg W., Mang H. J. // Nucl. Phys. A. 1969. V. 136. P. 465.
3. Browne E., Firestone R. B. Table of Radioactive Isotopes. Wiley and Sons, New York, 1986.
4. Белов А. Г. // Рабочее совещание по использованию микротронов в ядерной физике. Пловдив, 1992. Дубна, 1993. С. 12.
5. Гангрский Ю. П. и др. // ПТЭ. 2002. № 3. С. 67.
6. Гангрский Ю. П. и др. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1251.
7. Гангрский Ю. П. и др. // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 618.
8. Гангрский Ю. П. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2005. Т. 2. № 20. С. 50.
9. Mikhailov I. N., Quentin P., Briancon Ch. // ЯФ. 2001. Т. 64. С. 1135.
10. Кадменский С. Г. // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 1390.
11. Shneidman T. M. et al. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 230.
12. De Frenne D. et al. // Phys. Rev. C. 1982. V. 21. P. 1356.

13. *Гангерский Ю. П., Далхсурен Б., Марков Б. Н.* Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат, 1986.
14. *Wahl A. C.* // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1988. V. 39. P. 1.
15. *Бесшвейко О. А. и др.* // Сборник научных трудов ИЯИ. Киев. 2002. № 2(8). С. 46.
16. *Bezshiyko O. A. et al.* // *Bull. of Univ. of Kiev. Ser. Phys. & Math.* 2004, No 2.
17. *Bethe H.* // *Phys. Rev.* 1936. V. 50. P. 332.
18. *Игнатюк А. В.* Статистические свойства возбужденных ядер. М.: Энергоиздат, 1983.
19. *Vandenbosch R., Huizenga J. R.* // *Phys. Rev.* 1960. V. 120. P. 1305.
20. *Колесников Н. Н., Губин В. Б.* // *Изв. ВУЗов, физика.* 1984. № 8. С. 77.
21. *Грудзевич О. Т. и др.* // *ЯФ.* 1998. Т. 61. С. 29.
22. *Белов А. Г. и др.* // *ЯФ.* 2001. Т. 64. С. 1987.
23. *Naik H. et al.* // *Z. Phys. A.* 1988. V. 331. P. 335.
24. *Naik H., Dange S. P., Singh R. J.* // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 71. P. 014304.

Получено 20 декабря 2005 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 03.04.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,5. Уч.-изд. л. 0,59. Тираж 290 экз. Заказ № 55289.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)