

© 2011 Ю. В. Кибкало, К. К. Кисурин, Л. В. Михайлов, Г. П. Палкин,  
В. С. Семенов, В. П. Токарев, В. А. Шитюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

## ВЫХОДЫ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ $^{238}\text{U}$ ДЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 37 МэВ

Представлено массовое распределение осколков деления  $^{238}\text{U}$  дейтронами с энергией 37 МэВ, измеренное методом  $\gamma$ -спектрометрии на изохронном циклотроне У-240 ИЯИ НАН Украины. Массовое распределение осколков имеет асимметричную форму. Наблюдается тонкая структура, соответствующая выходу продуктов деления с массами 104, 111, 126, 132 а. е. м.

*Ключевые слова:* деление ядер, дейтрон,  $^{238}\text{U}$ ,  $\gamma$ -спектрометрия.

### Введение

Деление является сложным ядерным процессом, связанным с сильным изменением формы ядра (от сферической до гантелеобразной), с неоднократным перераспределением энергии возбуждения ядра между ее различными видами (колебательной, тепловой и др.). Поэтому при описании процесса деления необходимо учитывать как статические, так и динамические свойства системы, т. е. далекие от равновесия конфигурации делящегося ядра, взаимодействие коллективных и внутренних степеней свободы, коллективного движения большой амплитуды.

Ранее в работе [1] нами был проведен анализ массовых распределений осколков деления ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергиями до 70 МэВ. Показано [2], что асимметричная форма массовых распределений осколков деления и их формирование определяется, в основном, оболочечными эффектами в потенциальной энергии деформации делящегося ядра (двугорбым барьером деления), статическими свойствами поверхности потенциальной энергии в точке разрыва. На выход симметричных продуктов деления существенное влияние оказывают динамические эффекты, т. е. спектр начальных состояний ядра.

Использование (d, rxn) и (d, pxn) реакций при изучении деления актинидных ядер представляет большой интерес, поскольку при этом можно получить составные ядра с энергией возбуждения вблизи энергии связи нейтронов.

В настоящей работе на изохронном циклотроне У-240 ИЯИ НАН Украины методом  $\gamma$ -спектрокопии измерены кумулятивные выходы продуктов деления  $^{238}\text{U}$  дейтронами с энергией 37 МэВ [1].

### Экспериментальная методика

Для измерения выходов продуктов деления использовалась идентификация осколков по энергиям  $\gamma$ -квантов, испускаемых соответст-

вующими нуклидами с учетом периодов их полураспада, периодов полураспада их предшественников по изобарной цепочке, а также времени накопления осколков в фольгах-коллекторах и времени охлаждения-выдержки.

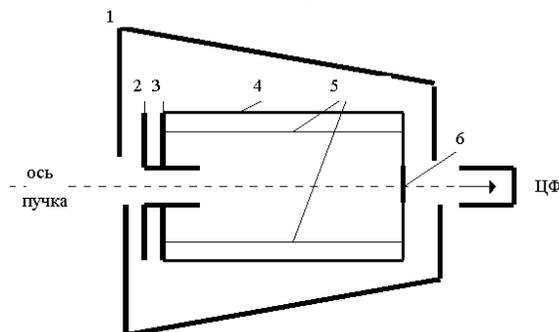


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Схема эксперимента показана на рис. 1. Для формирования пучка дейтронов служил углеродный коллиматор (2) толщиной 25 мм, который защищался с обеих сторон свинцовыми экранами (1, 3) толщиной 8 мм. Реакционная камера (4) представляла собой алюминиевый цилиндр диаметром 50 мм и длиной 50 мм, внутри которого по оси пучка устанавливалась мишень  $^{238}\text{U}$  (6) толщиной 200 мкг/см<sup>2</sup> и фольги-коллекторы (5) из  $\text{CH}_4$  толщиной 0,15 мм для сбора осколков деления в телесном угле до 2л. На выходе реакционной камеры располагался цилиндр Фарадея (ЦФ) для мониторинга пучка. Время облучения мишени на пучке дейтронов было 12 ч, время охлаждения 7 ч, средний ток пучка 0,3 - 0,5 мкА. Регистрация и идентификация  $\gamma$ -спектров радиоактивных продуктов деления проводилась на спектрометрическом комплексе СЕГ-50П. Энергетическое разрешение детектора для линии 1332 кэВ  $^{60}\text{Co}$  составляло 2,8 кэВ для полной ширины на половине максимума. Калибровка детектора по энергии и эффективности детектирования  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий 50 - 1500 кэВ проводилась с использованием стандартного источника  $^{152}\text{Eu}$ .

### Определение массовых выходов осколков деления

Для получения полных выходов осколков деления ядер с определенной массой  $A$  необходимо провести суммирование выходов продуктов деления по всей массовой цепочке. Эмпирически зарядовое распределение продуктов деления может быть хорошо представлено гауссовским распределением [3]

$$Y(A, Z) = \frac{Y(A)}{(C\pi)^{1/2}} \exp\left(-\frac{(Z - Z_p)^2}{C}\right), \quad (1)$$

где  $Y(A, Z)$  - независимый парциальный выход нуклида с атомным зарядом  $Z$  и массовым числом  $A$ ;  $Y(A)$  - полный выход массовой цепочки  $A$ ;  $Z_p$  - наиболее вероятный заряд;  $C$  - параметр ширины распределения.

Как показано выше [3], при низкоэнергетическом делении, таком как деление ядер тепловыми нейтронами и спонтанное деление, наблюдается отклонение зарядовых распределений от гауссиана, связанное с четно-нечетными эффектами в выходах нуклидов. Однако при делении ядер заряженными частицами эти эффекты не проявляются из-за относительно высокой энергии возбуждения делящихся ядер. Величина параметра  $C$  зарядового распределения слабо меняется с энергией возбуждения и имеет значение  $(1,0 - 1,2) \pm 0,12$  в реакциях с частицами до высоких энергий (сотни мегаэлектрон-вольт).

Средние заряды осколков с данным массовым числом  $A$  при делении различных ядер связаны эмпирическим соотношением [3]

$$Z_p(A) = Z_p(^{238}\text{U}) + \frac{1}{2}(Z_0 - 92) - 0,19(A_0 - \nu - 234,5), \quad (2)$$

где  $Z_0$  и  $A_0$  - атомный номер и массовое число делящегося ядра;  $\nu$  - среднее число нейтронов, испускаемых при делении этого ядра. Соотно-

шение (2) позволяет получить значение  $Z_p(A)$  для различных делящихся ядер, используя известные данные, приведенные в этой работе для деления  $^{238}\text{U}$ , быстрыми нейтронами.

Параметр ширины зарядового распределения  $C$ , приведенный выше, был определен в работе [4] для деления  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 24 МэВ.

В настоящей работе измерялись кумулятивные выходы осколков деления  $Y_i(A, z_i)$ , для которых согласно формуле (1) можно записать соотношение

$$Y_i(A, z_i) = \frac{Y(A)}{(C\pi)^{1/2}} \sum_{z=1}^{z_i} \exp\left(-\frac{(Z - Z_p)^2}{C}\right), \quad (3)$$

откуда непосредственно получаем полный выход продуктов деления  $Y(A)$ , просуммированный по всей массовой цепочке

$$Y(A) = Y_i(A, z_i) \cdot (C\pi)^{1/2} / \sum_{z=1}^{z_i} \exp\left(-\frac{(Z - Z_p)^2}{C}\right). \quad (4)$$

В данном случае получаем массовые распределения осколков после испускания нейтронов деления  $\nu_{past}(A)$ . Для получения массовых распределений первичных продуктов деления  $Y(A')$  мы использовали расчеты среднего количества нейтронов, испускаемых составным ядром до деления  $\bar{\nu}_{pre}$  и осколками после деления ( $\bar{\nu}_{past}(A)$ ) ядра  $^{238}\text{U}$  нейтронами в широком интервале энергий возбуждения из работы [5].

Здесь  $A' = A_{CN} - \bar{\nu}_{past}(A)$  - масса первичных осколков деления, т.е. до испускания осколками нейтронов деления. При построении массовых распределений осколков использовались выходы зеркальных осколков, т.е. осколков с массой  $A'' = A_{CN} - \bar{\nu}_{pre}(A) - A'$ , составляющих пару измеренному осколку. При этом выходы таких осколков равны, т.е.  $Y(A') = Y(A'')$ :

$$Y(A) = \sum_i \frac{W_i}{\sqrt{2\pi\sigma_i}} \left[ \exp\left(-\frac{(A - A'_L)^2}{2\sigma_i^2}\right) + \exp\left(-\frac{(A - A'_H)^2}{2\sigma_i^2}\right) \right], \quad (5)$$

где  $A'_L, A'_H$  - наиболее вероятные массы легкого и тяжелого осколков;  $\sigma_i$  - дисперсия массового распределения осколков;  $W_i$  - вероятность выхода для  $i$ -й моды деления.

### Экспериментальные результаты

Большинство продуктов деления находятся в нейтронно-избыточной части линии  $\beta$ -стабиль-

ности. Они становятся стабильными после цепочки  $\beta$ -распадов. Следовательно, для того, чтобы получить кумулятивные выходы нуклидов из измеренных  $\gamma$ -спектров, необходимо корректно учесть вклад всех генетически связанных предшественников по изобарной цепочке.

Для получения зависимости распада изучаемых продуктов деления от времени проводились измерения на протяжении 72 ч с экспозициями

по «живому» времени, равному 1 ч. Идентификация радиоактивных нуклидов проводилась по их характеристическим  $\gamma$ -линиям с учетом схем распада и времени полураспада двух генетически связанных изотопов.

Полученные таким образом кумулятивные выходы продуктов деления  $Y(A)$ , (формула (5)), использовались для расчета полного выхода ос-

колков деления с массой  $A$ . Погрешность определения кумулятивных выходов осколков обусловлена, в основном, погрешностью скорости счета в пике полного поглощения и вкладом в анализируемые фотопики от других нуклидов. Остальные параметры не вносят существенной погрешности. Результаты измерений представлены на рис. 2 и суммированы в таблице.

Результаты измерений кумулятивных выходов продуктов деления

Изотоп	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}$ , кэВ	$I_{\gamma}$ , %	Выход, %
$^{91}\text{Sr}$	9,52 ч	1024,3	33,4	$1,97 \pm 0,05$
$^{92}\text{Sr}$	2,71 ч	1383,9	90,0	$1,97 \pm 0,05$
$^{93}\text{Y}$	10,1 ч	266,9	6,8	$3,36 \pm 0,07$
$^{95}\text{Zr}$	64,02 сут	756,7	54,5	$4,56 \pm 0,04$
$^{97}\text{Zr}$	16,9 ч	743,4	92,67	$5,45 \pm 0,03$
$^{99}\text{Mo}$	2,75 сут	181,1	6,52	$5,11 \pm 0,05$
$^{103}\text{Ru}$	39,35 сут	497,1	89,5	$5,65 \pm 0,02$
$^{105}\text{Ru}$	4,44 ч	469,4	17,33	$2,98 \pm 0,11$
$^{111}\text{Ag}$	7,45 сут	342,1	6,68	$4,77 \pm 0,10$
$^{112}\text{Ag}$	3,14 ч	617,1	43,0	$3,18 \pm 0,02$
$^{115}\text{Cd}$	53,4 ч	527,9	27,45	$2,70 \pm 0,01$
$^{125}\text{Sn}$	4,64 сут	915,5	3,9	$3,19 \pm 0,11$
$^{127}\text{Sb}$	3,85 сут	685,5	35,7	$3,22 \pm 0,02$
$^{128}\text{Sb}$	9,1 ч	754,0	100,0	$1,04 \pm 0,01$
$^{131}\text{I}$	8,04 сут	364,5	81,24	$4,38 \pm 0,02$
$^{132}\text{Te}$	3,26 сут	228,2	88,2	$3,37 \pm 0,01$
$^{132}\text{I}$	2,3 ч	667,7	98,7	$2,77 \pm 0,04$
$^{133}\text{I}$	20,8 ч	529,9	87,3	$3,52 \pm 0,02$
$^{135}\text{I}$	6,61 ч	1260,4	28,6	$1,78 \pm 0,06$
$^{140}\text{Ba}$	12,79 сут	537,3	24,39	$2,74 \pm 0,03$
$^{140}\text{La}$	40,2 ч	1596,5	95,49	$2,47 \pm 0,01$
$^{143}\text{Ce}$	33,0 ч	293,3	42,0	$3,05 \pm 0,01$

### Обсуждение результатов

Для описания процесса деления ядра необходимо учитывать как статические, так и динамические свойства делящейся системы. В работе [2] были проведены теоретические расчеты массовых распределений осколков деления  $^{238}\text{U}$  нейтронами. Метод [2] основан на описании в приближении Хартри - Фока - Боголюбова внутренней структуры делящейся системы. Было показано, что максимумы массовых распределений осколков определяются статическими свойствами поверхности потенциальной энергии в точке разрыва, на выходы симметричных продуктов деления сильно влияет четность начальных состояний, возбуждаемых в делящемся ядре.

Представленные на рис. 2 результаты измерений массовых распределений осколков деления  $^{238}\text{U}$  дейтронами с энергией 37 МэВ имеют асимметричную форму, что характерно для деления тяжелых ядер и определяются оболочечными свойствами делящейся системы. В области

Выход

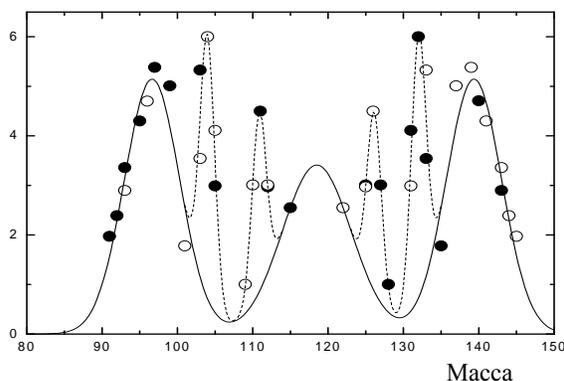


Рис. 2. Массовое распределение продуктов деления  $^{238}\text{U}$  дейтронами с энергией 37 МэВ. Темные точки – экспериментальные данные, светлые – их зеркальное отражение. Сплошная кривая – описание выходов осколков деления с помощью трех гауссианов, пунктир – описание выходов осколков, имеющих тонкую структуру, четырьмя гауссианами.

симметричного деления наблюдается повышенный выход продуктов деления, который, согласно [3], можно объяснить влиянием вкладов начальных состояний различной четности в составном ядре на процесс деления, т.е. влиянием динамических эффектов на делительный канал. Наблюдаемая в массовых распределениях осколков тонкая структура продуктов деления с массами 104, 111, 126, 132 а. е. м. может быть связана с заселением изомерных состояний во втором минимуме двугорбого барьера деления и, согласно [6], образованием спонтанно делящихся изомеров в реакциях  $^{238}\text{U}(d, pxn)$ ,  $^{238}\text{U}(d, pxn)$ . При энергиях протонов 70 МэВ в массовых распределениях осколков деления [1] также проявляется тонкая структура, происхождение которой, возможно, связано с образованием спонтанно делящегося изомера  $^{237m}\text{Np}$  в реакции  $^{238}\text{U}(p, 2n)$ , время жизни которого составляет  $\tau = 40$  нс. Таким образом, повышенный выход с массами 99 и 137 а. е. м. продуктов деления  $^{238}\text{U}$  протонами с  $E_p = 70$  МэВ и выход с массами 104, 111, 126, 132 а. е. м. продуктов деления  $^{238}\text{U}$  дейтронами с  $E_d = 37$  МэВ, возможно, связан с механизмами взаимодействия протонов и дейтронов с ядром  $^{238}\text{U}$ , а также с возбуждением и структурными особенностями делящегося ядра.

## Заклучение

В работе представлены массовые распределения осколков деления  $^{238}\text{U}$  дейтронами с энергией 37 МэВ, измеренные методом  $\gamma$ -спектрометрии на изохронном циклотроне У-240 ИЯИ НАН Украины. Массовые распределения осколков имеют асимметричную форму. Наблюдается повышенный выход осколков в области симметричного деления ядер. При делении  $^{238}\text{U}$  дейтронами с энергией 37 МэВ в массовых распределениях осколков проявляется тонкая структура, соответствующая выходу продуктов деления с массами 104, 111, 126, 132 а. е. м.

Необходимо отметить, что использование метода  $\gamma$ -спектроскопии при измерении массовых распределений осколков деления актинидных ядер заряженными частицами средних энергий позволяет экспериментально разделить влияние статических и динамических эффектов на делительный канала, а также изучать процесс заселения изомерных состояний с последующим их делением. Такие эксперименты открывают новые возможности изучения деления ядер заряженными частицами и получения ценной информации о поведении ядерной материи при средних энергиях возбуждения.

Авторы благодарят С. А. Карамяна и В. М. Маслова за полезные обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kibkalo Yu.V., Kisurin K.K., Semenov V.S. et al. Fission fragments mass distributions in  $^{238}\text{U}+p$  interaction at energies up to 70 MeV // Nuclear Physics and Atomic Energy. - 2006. - No. 1(17). - P. 30.
2. Goutte H., Berger J.F., Casoli P., Gogny D. Microscopic approach of fission dynamics applied to fragment kinetic energy and mass distributions in  $^{238}\text{U}$  // Phys. Rev. - 2005. - Vol. C71. - P. 024316.
3. Гангский Ю.П., Далсурен Б., Марков Б.Н., Осколки деления ядер. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 312 с.
4. Kudo H., Murguyama M., Tanikawa M. et.al. // Phys. Rev. - 1998. - Vol. C57. - P. 178.
5. Кибкало Ю.В. Особенности деления  $^{238}\text{U}$  нейтронами до 200 МэВ // Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy: Proc. of the Int. Conf. (Kyiv, May 29 - June 03, 2006). - P. 560 - 568.
6. Поликанов С. М. Изомерия формы атомных ядер. - М.: Атомиздат, 1977. - 197с.

**Ю. В. Кібкало, К. К. Кісурін, Л. В. Михайлов, Г. П. Палкін,  
В. С. Семенов, В. П. Токарєв, В. А. Шитюк**

## ВИХОДИ ПРОДУКТІВ ПОДІЛУ $^{238}\text{U}$ ДЕЙТРОНАМИ З ЕНЕРГІЄЮ 37 MeV

Представлено масовий розподіл уламків поділу  $^{238}\text{U}$  дейтронами з енергією 37 MeV, вимірний методом  $\gamma$ -спектрометрії на ізохронному циклотроні У-240 ІЯД НАН України. Масовий розподіл уламків має асиметричну форму. Спостерігається тонка структура, що відповідає виходу продуктів поділу з масами 104, 111, 126, 132 а. о. м.

*Ключові слова:* поділ ядер, дейтрон,  $^{238}\text{U}$ ,  $\gamma$ -спектрометрія.

**Yu. V. Kibkalo**, K. K. Kisurin, L. V. Mikhailov, G. P. Palkin,  
V. S. Semenov, V. P. Tokarev, V. A. Shityuk

**FRAGMENT MASS DISTRIBUTIONS OF  $^{238}\text{U}$  FISSION BY DEUTERONS  
WITH THE ENERGY OF 37 MeV**

Fragment mass distributions of  $^{238}\text{U}$  fission by deuterons with the energy 37 MeV measured by the  $\gamma$ -spectrometry method on the U-240 cyclotron of INR National Academy of Sciences of Ukraine are given. Fragment mass distribution has an asymmetric form. The thin structure corresponding to the fission product yields with masses of 104, 111, 126, 132 a. e. m. was observed.

*Keywords:* nuclear fission, deuteron,  $^{238}\text{U}$ ,  $\gamma$ -spectrometry.

Поступила в редакцию 09.02.11,  
после доработки - 26.05.11.