

**МАССОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ
²³⁸U ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЯМИ ДО 70 МэВ**

**Ю. В. Кибкало, К. К. Кисурин, В. С. Семенов,
В. П. Токарев, В. А. Шитюк**

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Измерены массовые распределения осколков деления ²³⁸U протонами с энергиями 35, 50 и 70 МэВ методом γ -спектрометрии. В выходах продуктов деления наблюдается тонкая структура, которая может быть связана с особенностями образования делящегося ядра и с влиянием изомерных состояний во втором минимуме двугорбого барьера на канал деления.

Введение

При изучении вынужденного деления тяжелых ядер в широком интервале энергий возбуждения необходимо знать характеристики составного ядра, образованного в реакциях с различными частицами. Это очень важно, поскольку информация, получаемая из экспериментальных данных по делению ядер, существенно зависит от способа образования делящейся системы.

В работе [1] предложена полуэмпирическая модель для описания распределения осколков деления актинидных ядер по массам, зарядам и кинетическим энергиям с учетом влияния энергии возбуждения, углового момента и оболочечных эффектов делящегося ядра. В рамках этой модели проведен анализ экспериментальных данных [2] по массам и кинетическим энергиям при делении ядер ²³⁸U нейтронами с энергиями до 200 МэВ. При этом учитывалась зависимость энергии возбуждения делящегося ядра от энергии нейтронов, вызывающих деление, средней величины нейтронов, испаряющихся из ядра до деления, и затухания оболочечных эффектов в ядре с ростом энергии возбуждения. Установлена зависимость параметров модели от энергии возбуждения, углового момента и величины оболочечных эффектов делящегося ядра. Достигнуто хорошее описание экспериментальных данных [2] по массам и кинетическим энергиям при делении ядер ²³⁸U нейтронами, а также получены теоретические данные по испарению среднего числа нейтронов из осколков в зависимости от массы осколка и энергии возбуждения делящегося ядра во всем интервале энергий до 200 МэВ.

**Накопление и идентификация
продуктов деления**

Эксперименты были проведены на пучках протонов изохронного циклотрона У-240 Института ядерных исследований НАН Украины. Для измерения выходов продуктов деления ²³⁸U протонами с энергиями 35, 50 и 70 МэВ использова-

лась методика идентификации осколков по энергиям γ -квантов соответствующих нуклидов с учетом периодов их полураспада, периодов полураспада их предшественников по изобарной цепочке, а также времени накопления осколков в фольгах-коллекторах и времени охлаждения-выдержки.

Схема реакционной камеры показана на рис. 1. Для формирования пучка 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 устанавливались мишень ²³⁸U (6) толщиной 200 мкг/см² и фольги-коллекторы (5) из СН₂ толщиной 0,15 мм для сбора осколков деления в телесном угле до 2 π . На выходе реакционной камеры располагался цилиндр Фарадея (ЦФ) для мониторингования тока пучка. Время облучения мишени на пучке протонов было 12 ч, время охлаждения – 7 ч, средний ток пучка составлял 0,3 - 0,5 мкА.

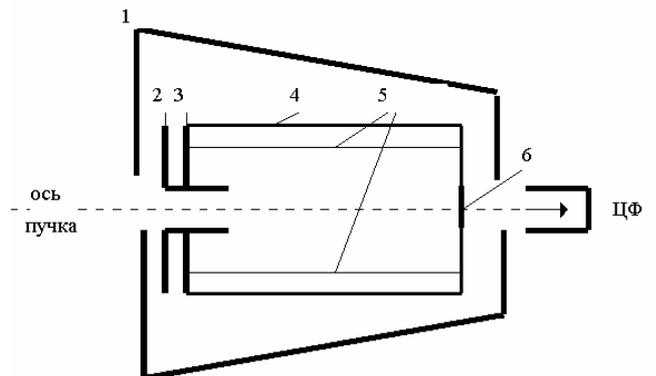


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Регистрация и идентификация γ -спектров радиоактивных продуктов деления проводилась на спектрометрическом комплексе ИЯИ НАН Украины, состоящем из Ge-детектора и 1К импульсного анализатора, соединенного с компьютером.

Энергетическое разрешение детектора для полной ширины на половине максимума составляло 5,1 кэВ для линии 1332 кэВ ^{60}Co . Калибровка детектора по энергии и эффективности детектирования γ -квантов в диапазоне энергий 50 - 1500 кэВ проводилась с использованием стандартного источника ^{152}Eu .

Обработка экспериментальных данных

Большинство продуктов деления находятся на нейтронно-избыточной стороне линии β -стабильности. Они становятся стабильными после цепочки β -распадов. Следовательно, для того чтобы получить кумулятивные выходы нуклидов из измеренных γ -спектров, необходимо корректно учесть вклад всех генетически связанных предшественников по изобарной цепочке.

Экспериментально определяемой величиной при измерении кумулятивных выходов продуктов деления является скорость счета γ -квантов с энергией E_γ в пиках полного поглощения $n_e(E_\gamma)$, которая задается соотношением

$$n_e(E_\gamma) = q_i \cdot \varepsilon(E_\gamma) \cdot \eta(E_\gamma) \cdot \beta(E_\gamma), \quad (1)$$

где $\varepsilon(E_\gamma)$ – эффективность регистрации γ -квантов с энергией E_γ ; $\eta(E_\gamma)$ – абсолютный квантовый выход γ -линии; $\beta(E_\gamma)$ – поправка на самопоглощение в источнике; q_i – активность i -го члена цепочки.

Для цепочки из двух генетически связанных изобар осколков имеем

$$\begin{aligned} n_1(T, t) &= X_1 \{1 - \exp(-\lambda_1 T)\} \cdot \exp(-\lambda_1 t), \\ n_2(T, t) &= A_1 \cdot \exp(-\lambda_1 t) + A_2 \cdot \exp(-\lambda_2 t), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= X_1 \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \{1 - \exp(-\lambda_1 T)\}, \\ A_2 &= (X_2 + X_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}) \{1 - \exp(-\lambda_2 T)\}, \\ X_j &= Y_j \cdot \varepsilon(E_\gamma) \cdot \eta(E_\gamma) \cdot \beta(E_\gamma) \cdot n_f. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь Y_j – кумулятивный выход j -го члена цепочки; n_f – среднее число делений в образце за единицу времени; T, t – времена облучения и выдержки соответственно.

Скорость счета импульсов в фотопике при его измерении в интервале $[t_i, t_i + \tau_i]$ определялось соотношением

$$n(t_i, \tau_i) = \sum_{j=1}^2 A_j \cdot \exp(-\lambda_j \tau_i) \frac{1 - \exp(-\lambda_j \tau_i)}{\lambda_j \tau_i}. \quad (4)$$

Для получения зависимости распада изучаемых продуктов деления от времени проводились измерения γ -спектров из облученных фольг-коллекторов на протяжении 72 ч с экспозициями по «живому» времени τ_i , равными 2 ч. Идентификация радиоактивных нуклидов проводилась по их характеристическим γ -линиям с учетом схем распада и времени полураспада двух генетически связанных изотопов.

Полученные таким образом кумулятивные выходы продуктов деления $Y_j(A)$ использовались для расчета полного выхода осколков 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.

Определение массовых выходов осколков деления

Для получения полных выходов осколков деления ядра 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]

$$Y(A, Z) = \frac{Y(A)}{(C \pi)^{1/2}} \exp\left(-\frac{(Z - Z_p)^2}{C}\right), \quad (5)$$

где $Y(A, Z)$ – независимый 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 в работе [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 дисперсии зарядового распределения слабо меняется с энергией возбуждения и достигает значений 1,0 - 1,2 в реакциях с частицами высоких энергий (сотни МэВ).

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

$$Z_p(A) = Z_p(^{238}\text{U}) + 1/2(Z_0 - 92) - 0,19(A_0 - \nu - 234,5), \quad (6)$$

где Z_0 и A_0 – атомный номер и массовое число делящегося ядра; ν – среднее число нейтронов, испускаемых при делении этого ядра. Соотношение (6) позволяет получать значение $Z_p(A)$ для различных делящихся ядер, используя известные данные для деления ^{238}U быстрыми нейтронами, которые приведены в этой работе.

Параметр ширины зарядового распределения C , равный $1,00 \pm 0,12$, был определен в работе [4] для деления ^{238}U протонами с энергией 24 МэВ.

В настоящей работе, как было указано выше, измерялись кумулятивные выходы осколков деления $Y_j(A, Z_i)$, для которых согласно (5) можно записать соотношение

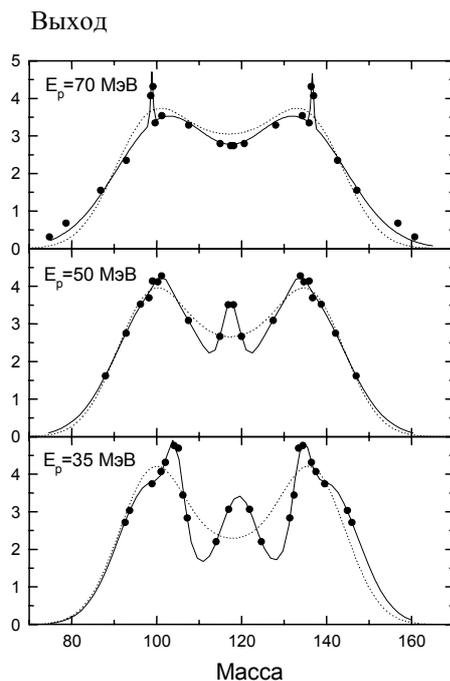
$$Y_i(A, Z_i) = \frac{Y(A)}{(C\pi)^{1/2}} \sum_{Z=1}^{Z_i} \exp\left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{C}\right], \quad (7)$$

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

$$Y(A) = Y_i(A, Z_i) \cdot (C\pi)^{1/2} / \sum_{Z=1}^{Z_i} \exp\left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{C}\right]. \quad (8)$$

$$Y(A) = \sum_{i=1}^3 \frac{W_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \left[\exp\left(-\frac{(A - A_L^i)^2}{2\sigma_i^2}\right) + \exp\left(-\frac{(A - A_H^i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \right], \quad (9)$$

где A_L^i, A_H^i – наиболее вероятные массы легкого и тяжелого осколков; σ_i – дисперсия массового распределения осколков; W_i – вероятность выхода для i -й моды деления. Полученные нами параметры приведены в таблице.



В данном случае получаем массовые распределения осколков после испускания нейтронов деления $\nu_{post}(A)$. Для получения массовых распределений первичных продуктов деления $Y(A')$ мы использовали расчеты среднего количества нейтронов, испускаемых составным ядром до деления (ν_{pre}) и осколками после деления ($\nu_{post}(A')$) ядра ^{238}U нейтронами в широком интервале энергий возбуждения из работы [1].

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

Полученные нами массовые распределения первичных осколков при делении ^{238}U протонами с энергиями 35, 50 и 70 МэВ представлены на рис. 2. Эти данные были описаны с помощью пяти гауссианов и нормированы на 200 %.

Рис. 2. Массовые распределения осколков деления ^{238}U протонами с энергиями, указанными на рисунке. Точки – экспериментальные данные; сплошные линии – описание пятью гауссианами; пунктир – расчеты для деления ^{238}U нейтронами с указанными энергиями.

Параметры массовых распределений осколков деления ^{238}U протонами

E_p	35 MeV	50 MeV	70 MeV
W_1	$72,22 \pm 10,52$	$93,55 \pm 4,36$	$98,85 \pm 2,93$
W_2	$9,15 \pm 2,65$	$1,79 \pm 1,33$	$1,05 \pm 0,28$
W_S	$18,74 \pm 7,19$	$4,77 \pm 1,31$	$0,1 \pm 0,1$
A_L^1	$98,71 \pm 0,95$	$100,67 \pm 0,26$	$101,82 \pm 0,37$
A_H^1	$139,83 \pm 0,95$	$134,24 \pm 0,26$	$133,34 \pm 0,37$
A_L^2	$104,37 \pm 0,25$	$101,31 \pm 1,42$	$98,89 \pm 0,06$
A_H^2	$134,16 \pm 0,22$	$133,59 \pm 1,47$	$136,63 \pm 0,11$
A_S	$119,35 \pm 0,20$	$117,45 \pm 0,13$	$117,5 \pm 0,3$
σ_1	$7,64 \pm 1,11$	$9,64 \pm 0,36$	$11,92 \pm 0,25$
σ_2	$1,86 \pm 0,32$	$1,83 \pm 0,96$	$0,30 \pm 0,06$
σ_S	$4,64 \pm 0,80$	$2,01 \pm 0,19$	---

Обсуждение результатов

Для описания процесса деления необходимо учитывать как статические, так и динамические свойства делящейся системы, т.е. далекие от равновесия конфигурации делящегося ядра, влияние коллективных и внутренних степеней свободы, динамики коллективного движения большой амплитуды. В работе [5] были проведены такие теоретические расчеты массовых распределений осколков деления ^{238}U нейтронами чисто микроскопическим методом. Этот метод основан на описании в приближении Хартри - Фока - Боголюбова внутренней структуры делящейся системы. Коллективная динамика получена из времязависимого квантово-механического формализма, где волновая функция системы бралась в форме метода генератора координат. Было показано, что максимумы массовых распределений осколков определяются статическими свойствами поверхности потенциальной энергии в точке разрыва, а на выходы симметричных продуктов деления сильно влияет четность начальных состояний, возбуждаемых в делящемся ядре.

Как видно из рис. 2, массовые распределения осколков деления ядер ^{238}U протонами с энергиями 35, 50 и 70 МэВ имеют асимметричную форму и, в основном, определяются статическими свойствами делящейся системы. В области симметричного деления наблюдается повышенный выход осколков, который, согласно [5], можно объяснить влиянием вклада начальных состояний различной четности на деление ядра, т.е. влиянием динамических эффектов на делительный канал. Выход симметричных продуктов деления уменьшается с энергией возбуждения и при энергии протонов 70 МэВ, как видно из таблицы, практически равен нулю. При $E_p = 70$ МэВ наблюдается повышенный выход продуктов де-

ления с массами 99 и 137 а.е.м. Эту сверхтонкую структуру в распределении осколков по массам можно объяснить, если предположить, что уровни в первой и второй яме двугорбого барьера деления перекрываются. В этом случае увеличивается вероятность прохождения ядром барьера деления и, если учесть, что состояния во второй яме двугорбого барьера деления являются изомерами формы, увеличивается выход осколков с массой, определяемой деформацией ядра во второй яме.

Таким образом, представленные в настоящей работе экспериментальные данные показывают, что на формирование и разделение осколков при делении тяжелых ядер оказывают существенное влияние не только статические эффекты, но и динамические эффекты, которые необходимо учитывать при описании распределений осколков по массам, зарядам и кинетическим энергиям.

Выводы

В работе представлены массовые распределения осколков деления ^{238}U протонами с энергиями 35, 50 и 70 МэВ, измеренные методом γ -спектрометрии на изохронном циклотроне У-240 ИЯИ НАН Украины. Массовые распределения осколков имеют асимметричную форму с повышенным выходом осколков в области симметричного деления ядер протонами с энергиями 35 и 50 МэВ. При делении ^{238}U протонами с энергией 70 МэВ в массовых распределениях осколков наблюдаются узкие резонансы, соответствующие выходу продуктов деления с массами 99 и 137 а.е.м.

Анализ экспериментальных данных показывает, что форма массовых распределений осколков деления определяется, в основном, статиче-

скими свойствами поверхности потенциальной энергии в точке разрыва, т.е. оболочечными эффектами в делящемся ядре и в сформированных осколках. На выход симметричных продуктов деления существенное влияние оказывают динамические эффекты, т.е. спектр начальных со-

стояний, возбуждаемых в составном ядре, и форма делящегося ядра во второй яме двугорбого барьера деления.

Для более однозначных выводов необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования этой интересной проблемы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kibkalo Yu.V.* // IAEA Fourth Research Co-ordination Meeting on "Fission Product Yield Data Required for Transmutation of Minor Actinide Nuclear Waste". - Vienna, November 25 - 29, 2002.
2. *Zöller C.M.* Doctoral thesis. - Darmstadt: Technische Hochschule Darmstadt, 1995.
3. *Гангский Ю.П., Далхсурен Б., Марков Б.Н.* Осколки деления ядер. - М. Энергоатомиздат, 1986.
4. *Kudo H., Maruyama M., Tanikawa M. et al.* // Phys. Rev. - 1998. - Vol. C 57. - P. 178.
5. *Goutte H., Berger J.F., Casoli P., Goghy D.* // Phys. Rev. - 2005. - Vol. C 71. - P. 024316.

МАСОВІ РОЗПОДІЛИ УЛАМКІВ ПОДІЛУ ^{238}U ПРОТОНАМИ З ЕНЕРГІЯМИ ДО 70 MeV

**Ю. В. Кібкало, К. К. Кісурін, В. С. Семенов,
В. П. Токарєв, В. А. Шитюк**

Виміряно масові розподіли уламків поділу ^{238}U протонами з енергіями 35, 50 і 70 MeV методом γ -спектрометрії. У виходах продуктів поділу спостерігається тонка структура, що може бути пов'язана з особливостями утворення ядра, що ділиться, і з впливом ізомерних станів у другому мінімумі двогорбого бар'єра на канал поділу.

FISSION FRAGMENTS MASS DISTRIBUTIONS IN $^{238}\text{U}+p$ INTERACTION AT ENERGIES UP TO 70 MeV

**Yu. V. Kibkalo, K. K. Kisurin, V. S. Semenov,
V. P. Tokarev, V. A. Shituk**

Mass distributions of fission fragments in $^{238}\text{U}+p$ interaction at proton energies 35, 50, and 70 MeV were measured using γ -spectrometer method. Yields of fission fragments show fine structure which can be caused by peculiarities of the fissioning nucleus formation and by the influence of isomer states in the second minimum of two-humped barrier on the fission channel.

Поступила в редакцію 15.02.06,
после доработки – 19.04.06.