### ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

# **Массовое распределение осколков фотоделения** <sup>238</sup>**U**

Б. С. Ишханов<sup>1,2</sup>, А. А. Кузнецов<sup>2,а</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики.

<sup>2</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: <sup>a</sup> kuznets@depni.sinp.msu.ru

Статья поступила 01.04.2013, подписана в печать 18.04.2013.

Анализируются массовые распределения осколков деления ядер  $^{238}$  U, образующихся под действием  $\gamma$ -квантов в области энергий возбуждения делящегося ядра от 5 до 20 МэВ. Обсуждается влияние на отношение несимметричного и симметричного фотоделения  $^{238}$  U-структуры и энергии возбуждения делящегося ядра. Впервые проведен совместный анализ и сравнение поведения симметричной и несимметричных мод деления под действием  $\gamma$ -квантов. Полученные результаты сравниваются с предсказанием мультимодальной модели зависимости отдельных мод деления от энергии возбуждения делящегося ядра.

*Ключевые слова*: фотоделение, массовое распределение осколков деления, гамма-активационный анализ. УДК: 539.173.3. PACS: 25.85.Jg.

#### Введение

Начиная с первых работ по делению ядер массовое распределение интерпретировалось как суперпозиция двух мод деления, симметричной и несимметричной [1]. Преимущественно симметричное деление при больших энергиях возбуждения объясняется в модели жидкой капли. В физику деления было введено понятие отношения пик/провал, отражающее проявление оболочечных эффектов при делении. Несимметричное деление ядер актинидов при низких энергиях объясняется оболочечной структурой ядра, когда один из осколков имеет число протонов Z и нейтронов N, близкое к магическим числам Z = 50 и N = 82.

Развитие модели оболочек для деформированных ядер [2] и метода расчета оболочечных поправок к энергии ядра [3] объяснило асимметрию массовых распределений как прохождение ядра при делении через двугорбый барьер. Расчеты поверхности потенциальной энергии делящегося ядра в многомерном пространстве деформации показали, что ядро на пути от первой седловой точки до разделения на два осколка может проходить по нескольким различным траекториям минимумам потенциальной энергии [4, 5]. Для большинства ядер-актинидов существуют три доминирующих моды деления: симметричная супердлинная мода SL и несимметричные моды STI и STII. Эти несимметричные моды связаны с нейтронными оболочками фрагментов N = 82 для STI и N = 88 для STII.

Несмотря на довольно обширное исследование процесса фотоделения, до сегодняшнего времени не исследована зависимость мод фотоделения от энергии возбуждения ядра. Лишь в некоторых работах оценены вклады различных компонент массового распределения фотоделения. В основном работы по изучению массовых распределений фотоделения выполнены на пучках тормозных  $\gamma$ -квантов, поэтому возникает трудность в сравнении результатов, полученных в условиях разной геометрии и для разных мишеней — конвертеров  $\gamma$ -квантов. В настоящей работе исследовано поведение мод деления под действием тормозных  $\gamma$ -квантов в области энергий возбуждения ядра <sup>238</sup> U от 5 до 20 МэВ. Показано, что главными факторами, определяющими характеристики продуктов деления, являются свойства делящейся системы и энергия возбуждения составного ядра.

#### 1. Методика и обработка результатов эксперимента

В работе [6] были получены массовые распределения фотоделения<sup>238</sup> U при энергии электронов ускорителя 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ. Эксперимент был выполнен на пучке тормозных у-квантов разрезного микротрона RTM-70 НИИЯФ МГУ [7]. Тормозной спектр у-квантов образовывался на вольфрамовой мишени толщиной 2.5 мм. Мишень из естественной смеси изотопов урана <sup>235</sup> U и <sup>238</sup> U располагалась непосредственно за вольфрамовой мишенью. Процентное содержание <sup>238</sup> U (99.27%) в естественной смеси изотопов гораздо выше, чем <sup>235</sup> U (0.72%), поэтому все приведенные результаты относятся к фотоделению <sup>238</sup> U. Спектр тормозных фотонов рассчитывался с помощью программы GEANT4 [8]. Спектры ү-квантов остаточной активности облученной урановой мишени измерялись на германиевом у-спектрометре. Подробно методика проведения эксперимента описана в предыдущих статьях [6, 9].  $\gamma$ -активационные эксперименты позволяют получать независимые и накопленные выходы отдельных продуктов фотоделения после вылета мгновенных нейтронов. Было проанализировано 40 цепочек распадов ядер-изобар в диапазоне массовых чисел A = 80-160. Цепочка распадов ядер-изобар A = 97 показана на рис. 1.



Рис. 1. Цепочка распадов ядер-изобар с массовым числом A = 97

Накопленный выход — суммарное число ядер определенного изотопа, образующегося как непосредственно в результате деления, так и после распада родительских ядер. В случае образования продуктов деления с массовым числом A=97 (рис. 1) можно определить накопленный  $Y_1$  выход образования изотопа циркония  ${}^{97}_{0}$ Zr (рис. 2):

$$Y_{1} = \frac{N_{10} \cdot \lambda_{1}}{\left(1 - e^{-\lambda_{1}t_{1}}\right)},$$

$$N_{10} = \frac{S}{k_{1}(e^{-\lambda_{1}(t_{2} - t_{1})} - e^{-\lambda_{1}(t_{3} - t_{1})})},$$
(1)

где  $N_{10}$  — количество радиоактивных ядер на момент окончания облучения, S — площадь фотопика в спектре остаточной активности за время измерения,  $t_1$  —

время облучения,  $t_2$  — время начала измерения,  $t_3$  — время окончания измерения,  $\lambda_1$  — постоянная распада,  $k_1$  — коэффициент, равный произведению эффективности детектора и квантового выхода  $\gamma$ -квантов при  $\gamma$ -переходах.

Если известен выход родительских ядер-изобар, можно определить независимый выход дочернего ядра — число ядер определенного изотопа, образующегося непосредственно в результате деления. Независимый выход  $Y_2$  образования ядра  ${}^{97}_{41}$  Nb (рис. 2) только в результате фотоделения определяется из накопленного выхода  $Y_1$  образования  ${}^{97}_{40}$  Zr по формуле

$$Y_2 = \frac{\lambda_2 N_{20}}{1 - e^{-\lambda_2 t_1}} - Y_1 \frac{\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1 (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})}, \quad (2)$$



*Рис.* 2. Образование ядер-изобар <sup>97</sup><sub>40</sub> Zr, <sup>97</sup><sub>41</sub> Nb и <sup>97</sup><sub>42</sub> Mo при делении

$$N_{20} = rac{S}{k_2(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)}-e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + rac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1} + rac{N_{10}\lambda_2}{\lambda_2-\lambda_1} + rac{N_{10}\lambda_2}{(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)}-e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})},$$

где  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  — постоянные распада изотопов  $^{97}_{40}$  Zr и  $^{97}_{41}$  Nb;  $Y_1$  — накопленный выход образования изотопа  $^{97}_{40}$  Zr;  $Y_2$  — независимый выход образования изотопа  $^{97}_{41}$  Nb в результате деления;  $N_{10}$ ,  $N_{20}$  — количество ядер  $^{97}_{40}$  Zr и  $^{97}_{41}$  Nb на момент окончания облучения.

Подобным методом можно определить независимый выход образования в результате фотоделения отдельных изомерных состояний, например изомерного состояния <sup>97</sup><sub>41</sub> Nb<sup>m</sup>.

Выход изотопов с данным массовым числом A — это суммарный выход ядер-изобар, образующихся в результате фотоделения. Выход изотопов с данным массовым числом A может быть определен как сумма накопленных выходов или накопленный выход долгоживущих ядер, находящихся в конце цепочки  $\beta^-$ -распадов изобар с данным массовым числом, или как сумма независимых выходов ядер с данным массовым числом. Методика не позволяет определять все выходы в цепочке  $\beta^-$ -распадов изобар с данным массовым числом A. Однако оценить выходы отдельных продуктов фотоделения можно с помощью зарядового распределения зависимости выходов отдельных продуктов фотоделения от массового числа A.

Зарядовое распределение хорошо аппроксимируется функцией Гаусса [10]:

$$IY(A,Z) = \frac{MY(A)}{\sqrt{\pi C}} \exp\left[-\frac{(Z-Z_P)^2}{C}\right] dZ, \qquad (3)$$

где IY(A, Z) — независимый выход продукта фотоделения с данными A и Z, MY(A) — полный выход изотопов с данным массовым числом,  $Z_p$  — наиболее вероятный заряд в зарядовом распределении, C ширина зарядового распределения.

Величина наиболее вероятного заряда Z<sub>p</sub> для каждой цепочки ядер-изобар была рассчитана с помощью соотношения [10]:

$$Z_p = Z_{\rm UCD} \pm \Delta Z_p, \quad Z_{\rm UCD} = \frac{Z_{\rm F}}{A_{\rm F}} (A + \nu_{\rm L,H}), \qquad (4)$$

где  $Z_{\rm F}$  и  $A_{\rm F}$  — заряд и масса делящейся системы,  $Z_{\rm UCD}$  — наиболее вероятный заряд, основанный на предположении, что соотношение числа протонов и нейтронов в легком и тяжелом осколках деления такое же, как и в делящемся ядре [11],  $\Delta Z_p$  — поляризация заряда рассчитывалась на основе систематики [10]. Знаки «+» и «-» относятся соответственно к легкому и тяжелому осколкам,  $\nu_{\rm L}$  и  $\nu_{\rm H}$  — числа нейтронов, испущенных легким и тяжелым осколками и оцененные согласно методу [12]:

$$\nu_{\rm L} = 0.531\nu + 0.062(A_{\rm L} + 143 - A_{\rm F}),$$
  

$$\nu_{\rm H} = 0.531\nu + 0.062(A_{\rm H} - 143).$$
(5)

В работах [13, 14] показано, что в области энергий возбуждения до 30 МэВ ширина зарядового распределения слабо зависит от энергии возбуждения ядра. Для фотоделении <sup>238</sup> U параметр ширины  $C \approx 0.8$  [13]. Вид зарядового распределения ядер-изобар с массовым числом A = 97 деления <sup>238</sup> U показан на рис. 3. Из зарядового распределения видно, что для определения полного выхода ядер-изобар с массовым числом A = 97 достаточно определить накопленный выход образования изотопа циркония  $^{97}_{40}$  Zr. Экспериментально измеренный относительный накопленный выход образования изотопа циркония  $CY(^{97}_{40}$ Zr) = 0.130 ± 0.004, независимый выход образования изотопа ниобия  $IY(^{97}_{41}$ Nb) = 0.00057 ± 0.00046 при делении <sup>238</sup> U с энергией электронов ускорителя 29.1 МэВ.



Рис. 3. Зарядовое распределение продуктов фотоделения <sup>238</sup>U с массовым числом A = 97. IY — независимый выход, CY — накопленный выход

Образующиеся в результате деления ядра сильно перегружены нейтронами. Поэтому они нестабильны по отношению к  $\beta^-$ -распаду. В случае когда энергия возбуждения ядра, образовавшегося в результате  $\beta^-$ -распада, выше, чем энергия отделения нейтрона, происходит вылет запаздывающих нейтронов. После вылета запаздывающего нейтрона ядро переходит на другую массовую цепочку  $\beta^-$ -распада с A' = A - 1. Из-за этого увеличивается измеренный накопленный выход в цепочке A' = A - 1 и уменьшается в цепочке с A. Поэтому при получении полных массовых выходов в работе были учтены вклады от запаздывающих нейтронов.

Подавляющее большинство экспериментальных работ по фотоделению выполнено на пучках тормозных  $\gamma$ -квантов. Чтобы сравнить характеристики продуктов деления, полученных в разных условиях, использовалась средняя энергия возбуждения делящегося ядра. Для тормозного пучка средняя энергия возбуждения ядра рассчитывалась по формуле

$$\langle E_{\text{exc}}(T) \rangle = \frac{\int_{0}^{T} EN(T, E)\sigma_{\gamma, F}(E) dE}{\int_{0}^{T} N(T, E)\sigma_{\gamma, F}(E) dE},$$
(6)

где N(T, E) — число тормозных  $\gamma$ -квантов с энергией E при энергии электронов ускорителя T,  $\sigma_{\gamma,F}(E)$  сечение фотоделения при энергии  $\gamma$ -квантов E. Сечение фотоделения было взято из оцененных ядерных данных [15].

### 2. Анализ и обсуждение результатов

Деформация ядра <sup>238</sup> U в основном состоянии отчетливо проявляется в сечении взаимодействия с фотонами. На рис. 4 показано сечение взаимодействия фотонов с ядром  $^{238}$  U в области энергий гигантского дипольного резонанса (5–19 МэВ). Основными каналами распада гигантского дипольного резонанса в этой области являются реакции с вылетом одного или двух нейтронов и деление ядра. В сечении фотопоглощения видны два максимума при энергиях примерно 10 и 12.5 МэВ, соответствующие колебаниям вдоль короткой и длинной осей эллипсоидального ядра. Первый максимум проявляется в сечении реакции с испусканием одного нейтрона и делении ядра, второй — в канале с испусканием двух нейтронов и делении.

Массовое распределение продуктов фотоделения тормозными  $^{238}\,{\rm U}$   $\gamma$ -квантами с верхней границей спек-

тра 29.1 МэВ приведено на рис. 5. Массовое распределение осколков деления дает уникальную информацию о механизме деления атомных ядер. Впервые механизм деления ядер был описан с помощью капельной модели ядра [16, 17]. В модели жидкой капли энергетически наиболее выгодная форма ядра — сферическая. Сферическое ядро должно было делиться преимущественно на два равных по массе осколка. Капельная модель не смогла объяснить основной особенности деления ядер — асимметрии массового распределения. Объяснение этого явления было дано в оболочечной модели ядра. Образующийся тяжелый осколок имеет массу, которая определяется двумя магическими числами: 50 для протонов и 82 для нейтронов. В физику деления



*Puc.* 4. Сечение реакции фотоделения (a),  $(\gamma, n)$  (b),  $(\gamma, 2n)$  (c) на  $^{238}U$  под действием  $\gamma$ -квантов.  $z - \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, F)$ 



Рис. 5. Аппроксимация масссового распределения пятью гауссовыми кривыми при фотоделениии <sup>238</sup>U тормозными γ-квантами с верхней границей спектра 29.1 МэВ

В. Струтинским был введен метод расчета оболочечной поправки к капельной модели ядра [3]. Возникло представление о двухгорбом барьере деления. Кроме того, стало понятно, что изотопы урана в основном состоянии деформированы. После введения оболочечных поправок деление ядра стало рассматриваться как прохождение через двугорбый потенциальный барьер. Во второй седловой точке (максимум потенциальной энергии) нарушается зеркальная симметрия между образующимися осколками и наиболее энергетически выгодной становится форма ядра, при которой два осколка, связанные шейкой, имеют разные массы. Такой подход описывает асимметрию массового распределения осколков деления.

Результирующее массовое распределение можно рассматривать как следствие конкуренции двух коллективных мод, приводящее к несимметричному и симметричному разделению осколков. В таблице приведены отношения несимметричного к симметричному каналу деления в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра и средней энергии возбуждения ядра при фотоделении <sup>238</sup> U. В таблице также приведены соответствующие результаты, полученные в других работах. На рис. 6 показано отношение несимметричного и симметричного деления для фотоделния  $^{238}U$  в зависимости от средней энергии возбуждения ядра. Видно, что полученные нами результаты согласуются с общей тенденцией возрастания роли симметричной моды деления ядра при увеличении энергии возбуждения, так как при увеличении энергии возбуждения ядра влияние оболочечной структуры ядра должно уменьшаться.

Отношение несимметричного и симметричного деления экспоненциально спадает в области энергии возбуждений от 6 до 16 МэВ, затем это отношение практически не изменяется. Такое поведение связано с тем, что при низких энергиях возбуждения ядра возможно

Отношение несимметричного и симметричного деления P/V в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра T и средней энергии возбуждения ядра  $E_{\rm exc}$  при фотоделении <sup>238</sup>U

Т, МэВ	$E_{\rm exc}$ , МэВ	P/V	Работа
9	6.9	$310.4\pm85.9$	[18]
10	7.6	$206.9 \pm 47.7$	[18]
10	7.6	$192.0\pm17.5$	[19]
12	9.7	$78.0\pm7.0$	[20]
15	11.9	$35.0\pm4.0$	[20]
16	12.4	38	[18]
19.5	$11.9\pm0.3$	$28.0\pm5.7$	Наст. работа
20	13.4	$24.3\pm2.8$	[21]
21	13.6	23	[18]
22	13.9	20	[18]
25	14.4	$19.0\pm2$	[22]
25	14.4	$16.0\pm0.5$	[23]
29.1	$13.7\pm0.3$	$14.0\pm2.1$	Наст. работа
30	14.7	$13.5\pm0.9$	[20]
30	14.7	12	[23]
35	15.1	11.4	[23]
40	15.1	10.6	[23]
48	16.2	11	[18]
48.3	$14.4\pm0.3$	$10.4\pm1.2$	Наст. работа
67.7	$15.6\pm0.3$	$9.4\pm1.3$	Наст. работа
70	19.9	$8.2\pm0.7$	[20]



*Рис. 6.* Отношение несимметричного и симметричного деления для фотоделения <sup>238</sup>U в зависимости от средней энергии возбуждения ядра

либо деление, либо реакция с вылетом одного нейтрона. При более высоких энергиях становится возможной реакция с вылетом одного нейтрона и последующим делением. В работе [24] показано, что порог деления с предварительным вылетом нейтрона из ядра  $^{238}U$  равен 12 МэВ. После вылета нейтрона делится образовавшееся ядро  $^{237}U$  с меньшей энергией возбуждения:

$$E_{\rm exc}^{\prime}(^{237}\rm{U}) = E_{\rm exc}(^{238}\rm{U}) - E_n^{\rm bind}(^{238}\rm{U}) - T_n, \qquad (7)$$

где  $E_n^{\rm bind}$  — энергия отделения нейтрона от ядра  $^{238}U$ ,  $T_n$  — кинетическая энергия вылетевшего нейтрона.

Наряду с широкими максимумами с центрами тяжести  $A \approx 139$  и  $A \approx 96$  в массовом распределении наблюдаются более узкие максимумы в районе массовых чисел A = 134 и A = 101. Структура в районе массовых чисел A = 134 и A = 101 при увеличении энергии возбуждения исчезает. Вся несимметричная компонента при увеличении энергии возбуждения ядра изменяется слабо. Это свидетельствует о том, что в процессе деления большую роль играют не только сферические оболочки Z = 50 и N = 82. В деформированном потенциале появляется новое магическое число N=88, которое и проявляется в массовом распределении. Эти особенности деления ядра объясняются в мультимодальной модели. Мультимодальная модель деления основывается на двух основных допущениях. В многомерном пространстве деформации ядро на пути от первой седловой точки до разделения на осколки может проходить по нескольким траекториям — минимумам поверхности потенциальной энергии. Разделение ядра на отдельные осколки происходит в результате случайного разрыва шейки. Существует три доминирующих моды деления ядер-актинидов: симметричная супердлинная мода SL и несимметричные моды STI и STII. Несимметричные моды связаны с нейтронными оболочками фрагментов N = 82 для ST I и N = 88 для ST II.

Суммарный выход изотопа с данным массовым числом A есть сумма симметричной и несимметричных мод деления. Каждая мода деления соответствует прохождению через барьер деления определенной формы. Для каждой моды деления выход описывается в виде гауссианы. Суммарный выход осколков с данным массовым числом A определяется соотношением

$$Y(A) = Y_{SL}(A) + Y_{STI}(A) + Y_{STII}(A) =$$

$$= K_{SL} \exp\left[-\frac{(A - \overline{A}_{SL})^{2}}{2\sigma_{SL}^{2}}\right] +$$

$$+ K_{STI} \exp\left[-\frac{(A - \overline{A}_{SL} - D_{STI})^{2}}{2\sigma_{STI}^{2}}\right] +$$

$$+ K_{STI} \exp\left[-\frac{(A - \overline{A}_{SL} + D_{STI})^{2}}{2\sigma_{STI}^{2}}\right] +$$

$$+ K_{STII} \exp\left[-\frac{(A - \overline{A}_{SL} - D_{STII})^{2}}{2\sigma_{STII}^{2}}\right] +$$

$$+ K_{STII} \exp\left[-\frac{(A - \overline{A}_{SL} - D_{STII})^{2}}{2\sigma_{STII}^{2}}\right] +$$

$$(8)$$

где параметры гауссиан  $K_{SL}$ ,  $K_{ST II}$ ,  $K_{ST II}$ ,  $\sigma_{SL}$ ,  $\sigma_{ST I}$ ,  $\sigma_{ST II}$  амплитуды и ширины симметричной (SL) и несимметричных (ST I, ST II) мод деления,  $\overline{A}_{SL}$  — наиболее вероятное значение массы для симметричной моды деления,  $\overline{A}_{SL} - D_{ST I}$ ,  $\overline{A}_{SL} + D_{ST I}$  — наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколков несимметричной моды деления ST I,  $\overline{A}_{SL} - D_{ST II}$ ,  $\overline{A}_{SL} + D_{ST II}$  — наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколков несимметричной моды деления ST II.



*Рис.* 7. Вклады различных мод деления при фотоделении <sup>238</sup>U. Сумма вкладов всех мод деления равна 200%. Исходные массовые распределения взяты из настоящей работы и работы [20]

На рис. 5 показана аппроксимация массового распределения фотоделения  $^{238}U$  тормозными  $\gamma$ -квантами с верхней границей тормозного спектра 29.1 МэВ 5-ю гауссовыми кривыми. Мы проанализировали все имеющиеся в литературе данные по массовым распределениям осколков фотоделения в области энергий гигантского дипольного резонанса. Полученные характеристики мод деления приведены на рис. 7. Совместный анализ полученных данных показывает, что вклад моды, отвечающей за симметричное разделение на осколки, растет при увеличении энергии возбуждения ядра <sup>238</sup>U. Вклад мод, отвечающих за несимметричное разделение осколков, падает. Вклад несимметричной моды STI падает значительно быстрее, чем вклад моды ST II. Вклад несимметричной моды ST II, связанной с деформированной нейтронной оболочкой N = 86-88, почти не изменяется.

Полная энергия, выделяющаяся в процессе деления ядер, распределяется между кинетическими энергиями осколков деления и их внутренней энергией возбуждения, которую можно характеризовать ядерной температурой  $\Theta$ . При прохождении через седловую точку деформированное ядро может находиться в основном и возбужденных состояниях. Возбужденные состояния над седловой точкой называются переходными состояниями. В возбужденном состоянии с энергией  $\epsilon$  над барьером ядро имеет температуру относительно основного состояния

$$\Theta(\epsilon) = \sqrt{\frac{\epsilon}{a_{\rm g.s.}}},\tag{9}$$

где  $a_{g.s.}$  — параметр плотности уровней [25].

В статистической модели деления ядер вклад каждой моды деления определяется вероятностью прохождения через потенциальный барьер [4]. Коэффициент прохождения через барьер будет зависеть от числа переходных состояний и их энергии над барьером. Коэффициент прохождения через барьер, представляемый в форме перевернутой параболы [26], записывается в виде [27]

$$T(E_{\rm exc}) = \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon \,\rho_{\rm gs}(\epsilon) \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{2\pi \{B_{\rm F}(\Theta(\epsilon)) + \epsilon - E_{\rm exc}\}}{\hbar\omega_{\rm F}(\Theta(\epsilon))}\right]}, \quad (10)$$

где  $E_{\rm exc}$  — энергия возбуждения ядра,  $B_{\rm F}(\Theta(\epsilon))$  и  $\hbar\omega_{\rm F}(\Theta(\epsilon))$  — высота и ширина барьера деления, зависящие от температуры ядра  $\Theta(\epsilon)$ ,  $\rho_{\rm gs}(\epsilon)$  — плотность уровней ядра.

Внутренний барьер для всех мод деления одинаковый, поэтому вклад каждой моды будет определяться прохождением через вторую седловую точку [27]. Отношение несимметричного и симметричного деления будет равно отношению коэффициентов прохождения через барьер деления, что объясненяет эскспоненциальную зависимость отношения несимметричного и симметричного деления от энергии возбуждения ядра. Полученные результаты подтверждают предсказание мультимодальной модели об изменении характеристик барьеров для мод деления при различных температурах и энергиях возбуждения составного ядра.

Полученные нами результаты свидетельствуют о следующих факторах, влияющих на массовое распределение осколков деления, — энергии возбуждения

в массовом распределении осколков деления. жденные состояния тереходными состору Р. И. Шродунору, Р. Р. Хонкици, С. С. И

Авторы выражают благодарность В.В. Варламову, В.И. Шведунову, В.В. Ханкину, С.С. Белышеву, К.А. Стопани и А.С. Курилику за помощь в проведении экспериментов, полезные дискуссии и обсуждение полученных результатов.

ядра, формы барьеров деления и температуры состав-

ной системы. Эти величины влияют как на массовое

распределение осколков деления, так и на кинетиче-

ские энергии осколков. Имеющиеся в настоящее время

экспериментальные данные не позволяют сделать одно-

значный вывод о влиянии каждой из этих величин на

Заключение

поведения симметричной и несимметричных мод деле-

ния под действием у-квантов. Впервые получена зави-

симость вкладов различных мод деления при фотоде-

лении <sup>238</sup>U от энергии возбуждения делящегося ядра.

Анализ массового распределения осколков фотоделения

 $^{238}U$  в области энергии возбуждения гигантского ди-

польного резонанса однозначно указывает на две мо-

ды несимметричного распределения осколков деления.

Распределение энергии возбуждения делящегося ядра

между кинетической энергией осколков и их внутрен-

ней энергией возбуждения играет определяющую роль

Впервые проведен совместный анализ и сравнение

массовое распределение осколков деления.

#### Список литературы

- 1. Turkevich A., Niday J.B. // Phys. Rev. 1951. 84. P. 52.
- 2. Mottelson B.R., Nilsson S.G. // Phys. Rev. 1955. 99. P. 1615.
- 3. Strutinsky V.M. // Nucl. Phys. A. 1967. 95. P. 420.
- Brosa U., Grossmann S., Müller A. // Physics Reports. 1990. 197. P. 167.
- Möller P., Sierk A.J., Ichikawa T. et al. // Phys. Rev. C. 2009. 79. P. 064304.
- 6. Ишханов Б.С., Кузнецов А.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2013. № 1. С. 27 (Ishkhanov B.S., Kuznetsov А.А. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2013. **68**, N 1. P. 27.
- Shvedunov V.I., Ermakov A.N., Gribov I.V. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2005. 550. P. 39.
- Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2003. 506. P. 250.
- Белышев С.С., Стопани К.А., Кузнецов А.А. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. № 4. С. 42 (Belyshev S.S., Stopani К.А., Kuznetsov А.А. et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2011. 66, N 4. Р. 363).
- 10. Wahl A.C. // Atomic Data Nucl. Data Tables. 1988. 39.
- 11. Sugarman N., Turkevich A. // Radiochemical Studies: The Fission Product. 1951. P. 1396.
- Erten H.N., Aras N.K. // J. Inorg. Nucl. Chem. 1979. 41. P. 149.
- De Frenne D., Thierens H. et al. // Phys. Rev. C. 1982. 26.
   P. 1356.
- Persyn K., Jacobs E. et al. // Nucl. Phys. A. 1993. 560.
   P. 689.
- 15. Varlamov V.V., Peskov N.N. // Preprint MSU SINP 2007. 8.
- 16. Bohr N., Wheeler J.A. // Phys. Rev. 1939. 56. P. 641.
- 17. Френкель Я.И. // ЖЭТФ. 1939. **9**. С. 426.
- Schmitt R.A., Sugarman N. // Phys. Rev. 1954. 95. P. 1260.

- Naik H., Nimje V.T., Raj D. // Nucl. Phys. A. 2011. 853.
   P. 1.
- Jacobs E., Thierens H., De Frenne D. et al. // Phys. Rev. C. 1980. 21. P. 237.
- Jacobs E., Thierens H., De Frenne D. et al. // Phys. Rev. C. 1979. 10. P. 422.
- Jacobs E., Thierens H., De Frenne D. et al. // Phys. Rev. C. 1976. 14. P. 1058.

### 23. Chattopadhyay A., Dost K.A., Krajbich I. et al. // Inorg. Nucl. Chem. 1973. 35. P. 2621. 24. Caldwall J.T. Domdu F.L. Domagn P.L. et al. // Db. D.

- Caldwell J.T., Dowdy E.J., Berman B.L. et al. // Phys. Rev. C. 1980. 21. P. 1215.
- 25. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С. // Ядерная физика. 1975. **21**. С. 485.
- 26. Hill D.L., Wheeler J.A. // Phys. Rev. 1953. 89. P. 1102.
- Duijvestijn M.C., Koning A.J., Hambsch F.-J. // Phys. Rev. C. 2001. 64. P. 014607.

### Mass distributions of <sup>238</sup>U photofission fragments

## **B.S.** Ishkhanov $^{1,2}$ , A.A. Kuznetsov $^{2,a}$

<sup>1</sup>Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University. <sup>2</sup>D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP), M. V. Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia. E-mail: <sup>a</sup> kuznets@depni.sinp.msu.ru.

Mass distribution of  $^{238}$  U photofission fragments is analyzed at the excitation energy of the fissioning nucleus from 5 to 20 MeV. In this work are obtained the fission mode contributions in the mass distribution depending on the average excitation energy of the fissioning nucleus. The results are compared with the prediction of multi-modal random neck-rupture model.

*Keywords*: photofission, mass distribution, gamma activation analysis. PACS: 25.85.Jg. *Received 1 April 2013*.

English version: Moscow University Physics Bulletin 4(2013).

#### Сведения об авторах

- 1. Ишханов Борис Саркисович докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (495) 939 50 95.
- 2. Кузнецов Александр Александрович мл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru.