

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Фоторасщепление ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонансаБ. С. Ишханов^{1,2}, А. А. Кузнецов^{2,a}¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики.*² *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.**E-mail: ^akuznets@depni.sinp.msu.ru*

Статья поступила 03.08.2012, подписана в печать 27.09.2012.

Исследуется фоторасщепление ^{238}U тормозными γ -квантами при четырех энергиях электронов ускорителя: 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ. Получены выходы осколков деления после вылета быстрых нейтронов с использованием γ -спектрометрической методики, массовые распределения фотodelения при разных максимальных энергиях тормозного спектра. Из массового распределения было получено отношение несимметричной и симметричной моды деления. Показано, что при увеличении средней энергии возбуждения ядра ^{238}U от 12 до 16 МэВ симметричная мода возрастает в 3–4 раза по сравнению с несимметричной.

Ключевые слова: фотodelение, массовое распределение, гамма-активационный анализ.

УДК: 539.173.3. PACS: 25.85.Jg.

Введение

В работе исследуется фоторасщепление ^{238}U тормозными γ -квантами в области энергий до 70 МэВ. При такой энергии возможны как реакция фотodelения, так и реакции с вылетом нескольких нуклонов.

Деление — сложный процесс, при котором происходит перестройка ядра: в ядре возникают коллективные возбуждения, приводящие к изменению его формы — ядро деформируется. Зависимость энергии делящейся системы от параметров деформации с учетом оболочечных поправок имеет вид двугорбого барьера деления. В процессе деления ядро может трансформироваться по нескольким различным траекториям (долинам) с минимальной энергией, что приводит к различным модам деления. Каждой моде деления соответствует свое соотношение между массами осколков в момент деления ядра.

Образующиеся в результате деления осколки деления радиоактивные и распадаются в результате β^- -распада или с испусканием нейтронов. Поэтому массовое и зарядовое распределения осколков, исследуемые в радиохимических экспериментах, отличаются от соответствующих первоначальных распределений. Деление ядер тяжелее тория при низких энергиях возбуждения ядра, как правило, приводит к образованию осколков с существенно разными массами. В случае наиболее вероятного деления ^{238}U отношение масс осколков равно 2 : 3. Вероятность деления на два равных осколка на 2–3 порядка меньше и зависит от энергии, вносимой в делящееся ядро.

В рамках мультимодальной модели деления массовые распределения можно описать как сумму симметричных и несимметричных мод деления. В настоящей работе исследуется соотношение между различными

модами деления в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра.

1. Методика эксперимента

Для исследования спектра масс осколков фотodelения наиболее оптимальным является γ -активационный метод, т. е. метод, в котором анализируется радиоактивность осколков деления, образующихся в исследуемой мишени при облучении пучком γ -квантов от ускорителя. Этот метод позволяет в одном эксперименте получить выходы различных осколков деления, что существенно повышает точность полученных результатов.

Эксперимент выполнен на пучке тормозных γ -квантов разрезного микротрона RTM-70 НИИЯФ МГУ [1]. Микротрон RTM-70 является уникальным компактным ускорителем электронов, построенным с использованием постоянных магнитов на основе редкоземельного магнитного материала Sm-Co. Ускоритель позволяет ускорять электроны до максимальной энергии 70 МэВ и используется в качестве эффективного источника тормозного излучения с переменной максимальной энергией γ -квантов в диапазоне энергий от 15 до 70 МэВ.

Мишень из естественной смеси изотопов урана облучалась в пучке тормозных γ -квантов, генерируемых тормозной мишенью, бомбардируемой потоком монохроматических электронов от ускорителя с энергией T (рис. 1). Все известные изотопы урана являются радиоактивными с периодом полураспада от микросекунд до 10^9 лет. Большинство радиоактивных изотопов урана распалось, и на Земле в естественной смеси изотопов в настоящее время в основном присутствуют два наиболее долгоживущих изотопа ^{235}U ($T_{1/2} = 7.038 \cdot 10^8$ лет) и ^{238}U ($T_{1/2} = 4.468 \cdot 10^9$ лет). Так как процентное со-

держание ^{238}U (99.27%) в естественной смеси изотопов гораздо выше, чем ^{235}U (0.72%), все приведенные нами результаты относятся к фоторасщеплению ^{238}U . Было проведено четыре облучения при энергии электронов ускорителя: 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ. После каждого облучения в течение нескольких дней на германиевом γ -спектрометре измерялись спектры γ -квантов остаточной активности облученной урановой мишени. Измерения спектров остаточной активности образца начинались через несколько минут после окончания облучения. На основе анализа спектров и изменения интенсивности пиков полного поглощения γ -квантов, обусловленных распадом образовавшихся радиоактивных изотопов, рассчитывались выходы различных изотопов.

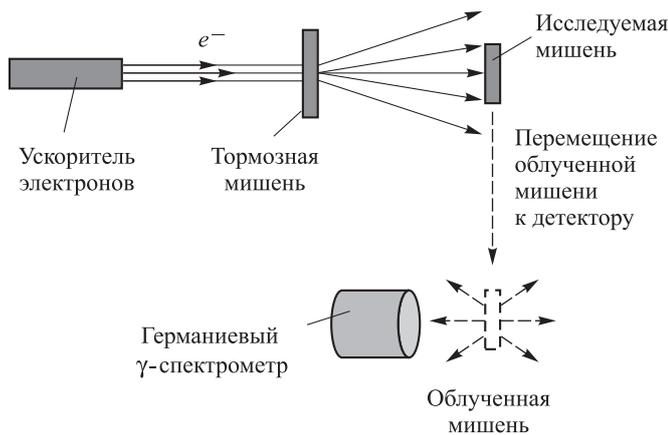


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Основным элементом измерительной установки является коаксиальный детектор из сверхчистого германия с эффективностью 30%. Энергетическое разрешение детектора составляло для энергии γ -квантов 122–0.9 кэВ, для энергии γ -квантов 1.33 МэВ – 1.9 кэВ. Детектор помещен в свинцовую и медную защиты, что существенно улучшало фоновые условия измерений. Эффективность детектора определялась с помощью калибровочных источников ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{241}Am , ^{152}Eu . На рис. 2 показаны три измеренных спектра γ -квантов остаточной активности в различные периоды времени после окончания облучения.

Анализ продуктов деления представляет чрезвычайно сложную задачу. В результате деления атомных ядер образуется свыше 300 различных радиоактивных изотопов, поэтому необходимо было проанализировать все возможные каналы образования и распада образующихся изотопов. С помощью программы TrueCoinc [2] было учтено суммирование γ -квантов при γ -переходах между возбужденными состояниями радиоактивных изотопов, образовавшихся в результате деления. Использовались следующие критерии, на основе которых проводился анализ спектров остаточной активности облученной мишени:

— радиоактивные осколки, образующиеся при делении, идентифицировались по энергетическому спектру остаточной активности и периоду полураспада;

— так как радиоактивные изотопы, образующиеся в результате деления, имеют несколько возбужденных

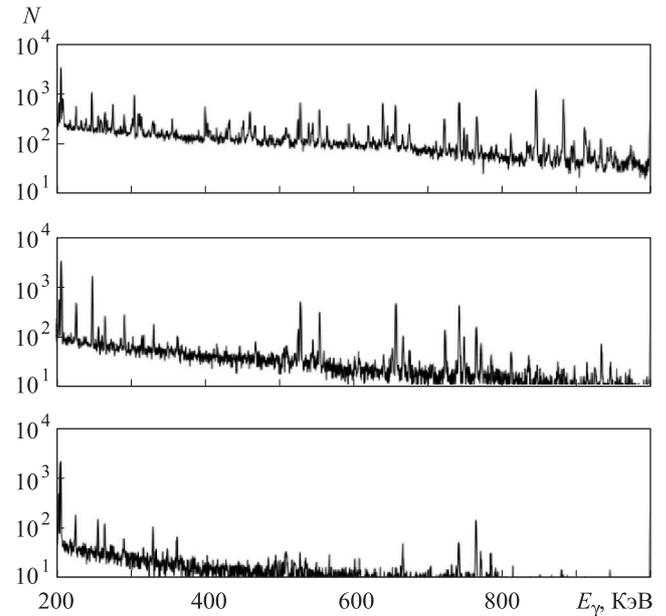


Рис. 2. Спектры γ -квантов остаточной активности урановой мишени в различные периоды времени после окончания облучения: а — сразу после облучения; б — через 6 ч после облучения; в — через 6 дней после окончания облучения

состояний, в спектрах должны быть видны наиболее интенсивные из них;

— в процессе деления образуются ядра, сильно перегруженные нейтронами, которые распадаются либо путем вылета нейтронов, либо в результате каскада β^- -распадов, поэтому в спектре должны наблюдаться гамма-переходы от родительских и дочерних изотопов;

— в процессе деления образуются два осколка, поэтому должны быть видны γ -переходы от ядер — партнеров деления.

Основной критерий образования данного изотопа — это энергии γ -переходов и период его полураспада. Облучение проводилось в течение нескольких часов, поэтому для некоторых долгоживущих изотопов из кривой распада сложно определить период полураспада. В этом случае критериями правильности идентификации изотопа являлись энергия γ -переходов и наличие в спектре других γ -переходов от распада исходного изотопа. При этом выходы изотопа, определенные по разным γ -переходам, должны быть одинаковыми.

Выход реакции $Y(T)$ связан с сечением реакции $\sigma(E)$ и спектром тормозного излучения $W(E, T)$ соотношением [3]

$$Y(T) = \alpha \int_0^T \sigma(E) W(E, T) dE, \quad (1)$$

где $\sigma(E)$ — эффективное сечение исследуемой фотоядерной реакции, выраженное в см^2 , $W(E, T)$ — число фотонов энергии E в единичном интервале энергий тормозного спектра с верхней границей T , отнесенное к единице дозы, α — количество исследуемых ядер, отнесенное к 1 см^2 площади мишени.

Было измерено и проанализировано 45 цепочек распада ^{238}U . На рис. 3 в качестве примера показана цепочка β^- -распадов ядер-изобар с массовым числом

$A = 134$. После деления изотопа за время приблизительно 10^{-14} с из ядер осколков вылетают быстрые нейтроны. Количество быстрых нейтронов деления растёт с увеличением энергии возбуждения ядра. Каждое радиоактивное ядро в цепочке может образоваться как непосредственно в результате деления, так и путем β^- -распадов родительских ядер, образовавшихся непосредственно в результате деления. Вклад в распределение осколков, наблюдаемых в результате измерения, также вносит вылет запаздывающих нейтронов. При этом происходит переход на соседнюю цепочку ядер-изобар. Вероятность вылета запаздывающих нейтронов при распаде некоторых радиоактивных изотопов может достигать больших значений для нейтроноизбыточных ядер. Например, для ядра $^{134}_{50}\text{Sn}$ она равна 65% (рис. 3). γ -активационная методика позволяет рассчитывать накопленные и независимые выходы осколков деления. Независимый выход — число ядер определенного изотопа, образующегося непосредственно в результате деления. Накопленный выход — суммарное число ядер определенного изотопа, образующегося как непосредственно в результате деления, так и после распада родительских ядер.

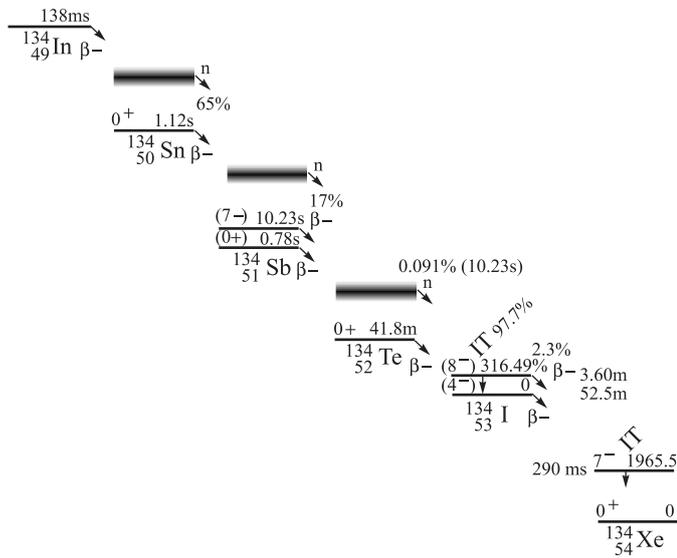


Рис. 3. Цепочка распадов ядер-изобар с массовым числом $A = 134$

Используемая методика позволяет рассчитывать выходы изотопов с периодом полураспада больше нескольких минут. В результате получается массовое распределение осколков деления после вылета быстрых и запаздывающих нейтронов. Поэтому, анализируя це-

почку распадов $A = 134$, для изотопа теллура $^{134}_{52}\text{Te}$, как и для большинства изотопов, можно определить только накопленный выход, включая его образование непосредственно в результате деления и распада всей цепочки родительских ядер-изобар (рис. 4). Накопленный выход Y_1 рассчитывался по формулам

$$Y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})}, \quad (2)$$

$$N_{10} = \frac{S}{k_1(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})},$$

где N_{10} — количество радиоактивных ядер на момент окончания облучения, S — площадь фотопика за время измерения, t_1 — время облучения, t_2 — время начала измерения, t_3 — время окончания измерения, λ_1 — постоянная распада, k_1 — коэффициент, равный произведению эффективности детектора, коэффициента сложения и выхода γ -кванта при переходах.

Соотношение (2) справедливо и при расчете независимого выхода образования ядер осколков при фотоделении. Например, в цепочке распадов ядер изобар с массовым числом $A = 82$, изотоп $^{82}_{35}\text{Br}$ образуется только в результате фотоделения (рис. 5), так как β^- -распад изотопа $^{82}_{34}\text{Se}$ в $^{82}_{35}\text{Br}$ невозможен по закону сохранения энергии.

Если есть информация о выходе родительских ядер-изобар, можно определить независимый выход дочернего ядра. Например, можно определить независимый выход Y_2 образования ядра $^{134}_{53}\text{I}$ только в результате фотоделения, зная накопленный выход $^{134}_{52}\text{Te}$ (рис. 4):

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

$$N_{20} = \frac{S}{k_2(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - \frac{N_{10}\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}}{e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)}}, \quad (3)$$

где λ_1, λ_2 — постоянные распада, Y_1 — накопленный выход образования изотопа 1, Y_2 — независимый выход образования изотопа 2 в результате деления, N_{10}, N_{20} — количество изотопов 1 и 2 на момент окончания облучения.

Методика γ -активационного эксперимента позволяет измерять относительные выходы реакции, поэтому выход реакции фотоделения нормировался на выход реакции $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$, которая идет при данных энергиях тормозного γ -излучения с большой вероятностью.

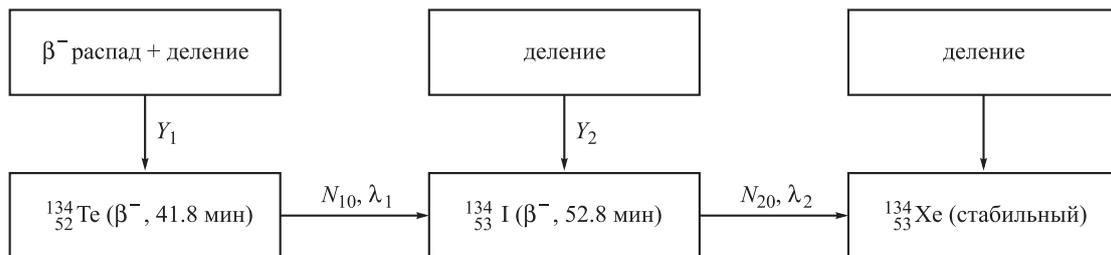


Рис. 4. Образование ядер-изобар $^{134}_{52}\text{Te}$, $^{134}_{53}\text{I}$ и $^{134}_{54}\text{Xe}$ при делении

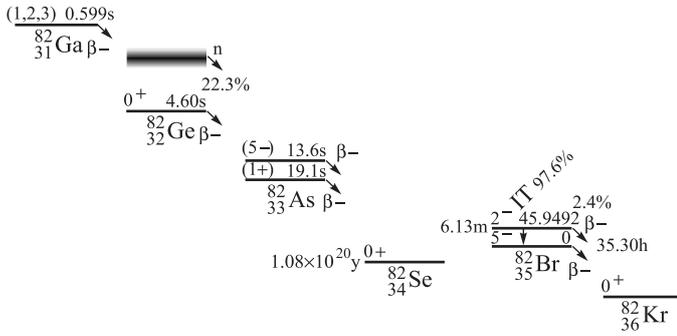


Рис. 5. Цепочка распадов ядер-изобар с массовым числом $A = 82$

Заключительной стадией обработки является получение массовых распределений фотоделения при различных энергиях облучения. Выход изотопов с данным массовым числом может быть определен как сумма накопленных выходов или просто накопленный выход долгоживущих ядер, находящихся в конце цепи β^- -распадов изобар с данным массовым числом, или как сумма независимых выходов ядер с данным массовым числом. Выход изотопов с данным массовым числом A — это суммарный выход для ядер-изобар, образующихся в результате фотоделения. Из-за вылета запаздывающих нейтронов сумма независимых выходов изотопов в цепочке распадов не будет точно равна накопленному выходу. В работе были измерены полные выходы цепочек распада после вылета быстрых и запаздывающих нейтронов.

2. Результаты и обсуждение

Полное сечение фоторасщепления урана в области энергий дипольного гигантского резонанса складывается из сечений фотонейтронных реакций с вылетом одного и двух нейтронов $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и полного сечения фотоделения $\sigma(\gamma, F)$

$$\sigma(\gamma, \text{tot}) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, F). \quad (4)$$

Сечение фотонейтронных реакций в области энергий до 20 МэВ было измерено в нескольких экспериментах [4, 5]. На рис. 6 приведены сечения фотоядерных реакций, измеренных на пучке квазимонохроматических фотонов [4]. В полном сечении фотопоглощения $\sigma(\gamma, \text{tot})$ наблюдается два максимума, расположенных при энергии $E(1) = 10.77$ и $E(2) = 13.80$ МэВ. Расщепление гигантского резонанса на два максимума обусловлено деформацией ядра ^{238}U в основном состоянии. Первый максимум проявляется в основном в канале реакции

(γ, n) , второй — в канале реакции $(\gamma, 2n)$. Разделение каналов реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ проводилось на основе анализа энергетических спектров замедленных нейтронов, измеренных на различных расстояниях от исследуемой мишени методом совпадений. Этот же метод был использован для регистрации каналов реакции $(\gamma, F) = (\gamma, \text{fiss}) + (\gamma, n \text{ fiss})$. Регистрировались на совпадение сигналы от 3 и более нейтронов. При делении изотопа ^{238}U возможны два различных канала деления:

- (γ, fiss) — деление на два осколка из возбужденного состояния ядра ^{238}U ;
- $(\gamma, n \text{ fiss})$ — деление на два осколка из возбужденного состояния ядра ^{237}U , образующегося после испускания одного нейтрона:

$$\sigma(\gamma, F) = \sigma(\gamma, \text{fiss}) + \sigma(\gamma, n \text{ fiss}). \quad (5)$$

На рис. 6 показаны пороги соответствующих реакций.

Полученные массовые распределения фотоделения при разных максимальных энергиях тормозного спектра представлены на рис. 7. В результате фотоделения образуется около 80 различных цепочек радиоактивных изотопов. В массовом распределении наблюдаются два максимума, соответствующие массовым числам $A = 94-101$ и $A = 133-141$. При увеличении энергии тормозного пучка растет величина $Y_{\gamma, F}/Y_{\gamma, n}$ — отношение выхода канала фотоделения к каналу реакции $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$ (таблица). То есть при увеличении максимальной энергии тормозного излучения увеличивается делимость ядра, которая по определению есть отношение выхода фотоделения к полному сечению фотопоглощения.

Суммарный выход изотопа с данным массовым числом A — сумма симметричных и несимметричных мод деления. Каждая мода деления соответствует прохождению через барьер деления определенной формы. Для каждой моды деления выходы описывается в виде гауссианы.

Суммарный выход осколков с данным массовым числом A определяется соотношением

$$Y(A) = Y_s(A) + Y_{as}(A), \quad (6)$$

$$Y(A) = K_s \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_s)^2}{2\sigma_s^2} \right] + K_{as} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_s - D_{as})^2}{2\sigma_{as}^2} \right] +$$

Зависимости средней энергии возбуждения ядра E_{ex} , отношения асимметричного и симметричного деления K_{as}/K_s , делимости ядер рассчитанной по известным [6] и полученным в настоящей работе сечениям $Y_{\gamma, F}/Y_{\gamma, n}$ от верхней границы тормозного спектра T

T , МэВ	E_{ex} , МэВ	K_{as}/K_s	$Y_{\gamma, F}/Y_{\gamma, n}$ [6]	$Y_{\gamma, F}/Y_{\gamma, n}$ (наст. работа)
19.5	12.0	27.84 ± 2.37	0.608	0.547 ± 0.034
29.1	13.0	13.87 ± 0.64	0.715	0.748 ± 0.046
48.3	13.8	11.23 ± 0.31	0.789	0.724 ± 0.046
67.7	14.7	9.18 ± 0.34	0.836	0.838 ± 0.047

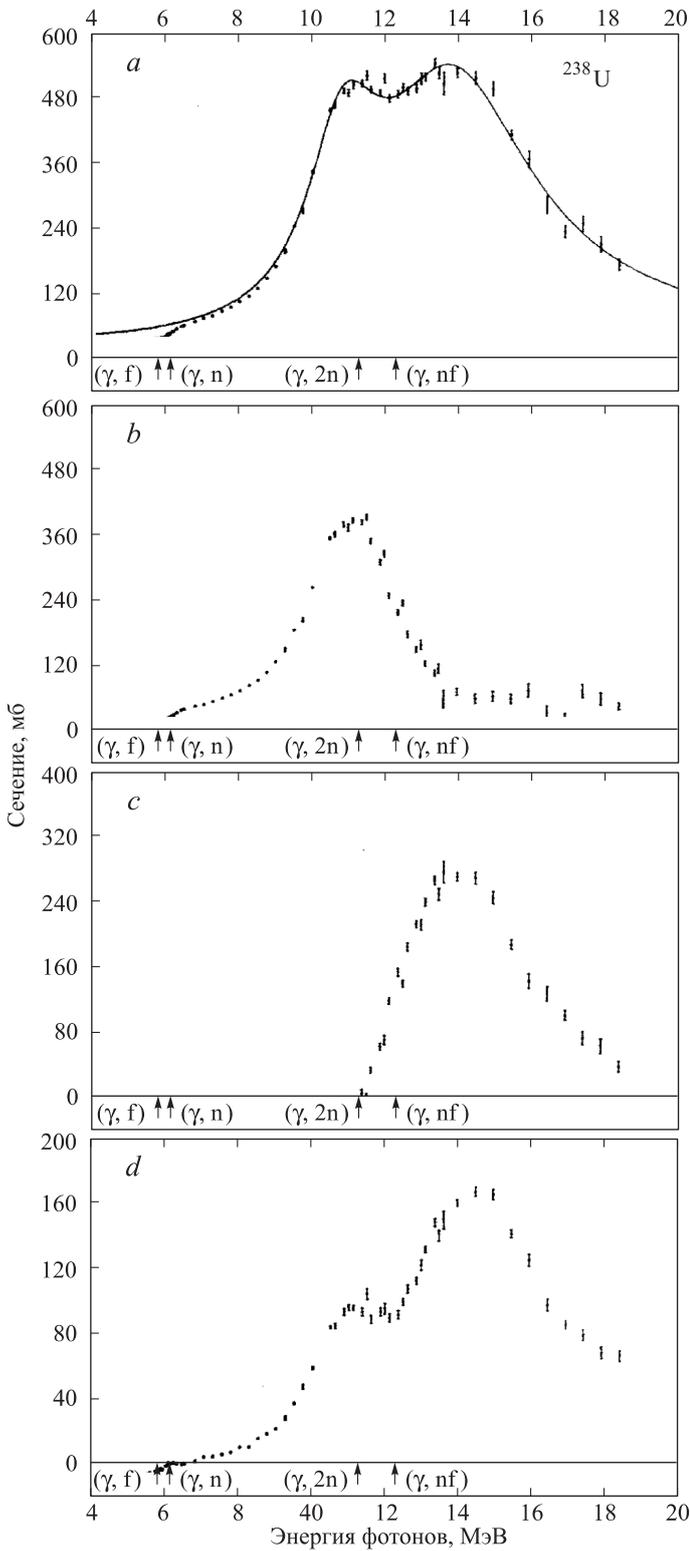


Рис. 6. Сечения фотоядерных реакций на ядре ^{238}U :
 а — (γ, tot) ; б — (γ, n) ; в — $(\gamma, 2n)$; г — (γ, F) .
 Рисунок из работы [4]

$$+ K_{as} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_s + D_{as})^2}{2\sigma_{as}^2} \right],$$

где параметры гауссиан K_s , K_{as} , σ_s , σ_{as} — амплитуды и ширины симметричной и несимметричной моды, \bar{A}_s — наиболее вероятное значение массы для симметричного

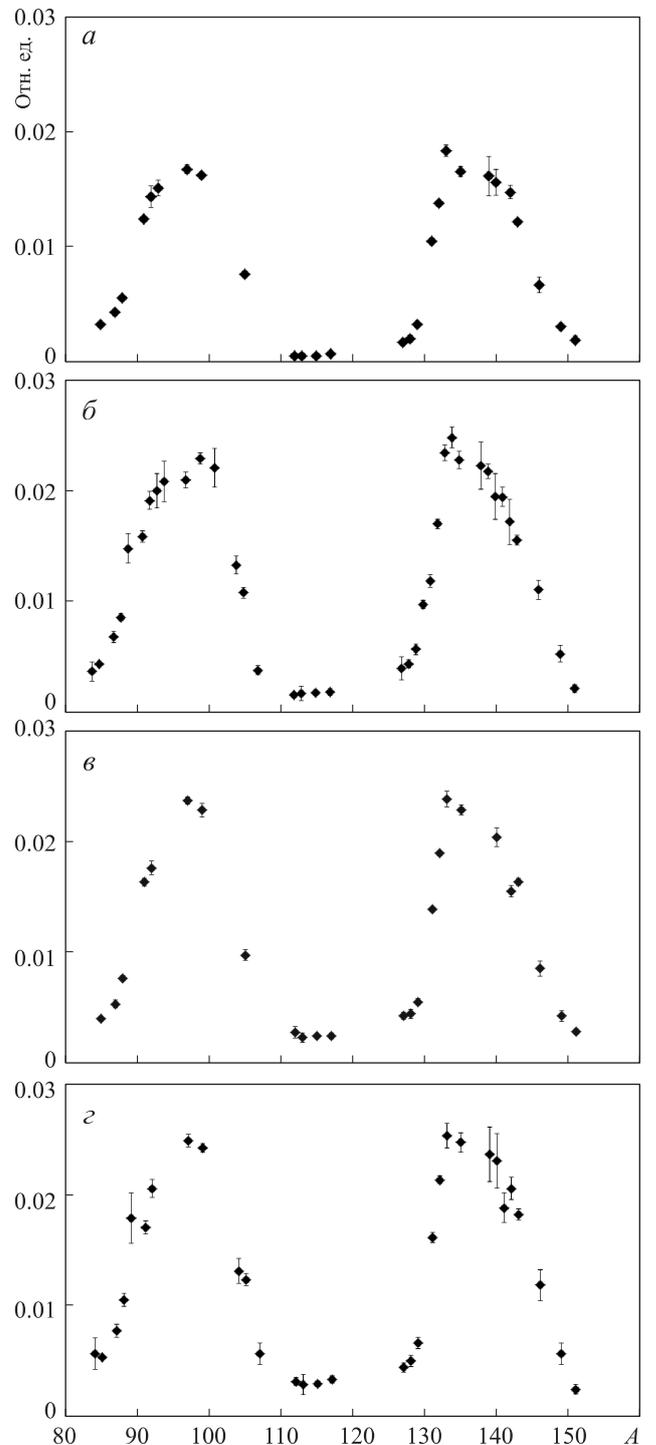


Рис. 7. Массовое распределение осколков деления, образующихся при разных максимальных энергиях тормозного спектра: а — $T = 19.5$ МэВ; б — $T = 29.1$ МэВ; в — $T = 48.3$ МэВ; г — $T = 67.7$ МэВ. Выход реакции фотоделения нормирован на выход реакции $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$

канала, $\bar{A}_{as1} = \bar{A}_s - D_{as}$, $\bar{A}_{as2} = \bar{A}_s + D_{as}$ — наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколка несимметричного канала деления.

В работах [7–9] отношение выходов несимметричного и симметричного деления определялись как отношение выходов ядер-изобар в максимуме и минимуме массового распределения осколков. Поэтому для удобства

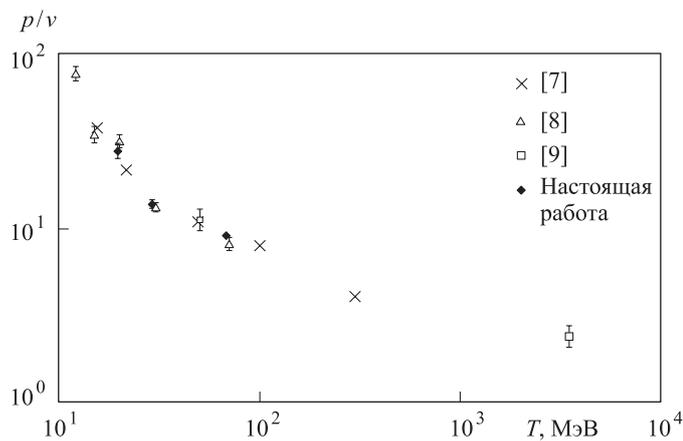


Рис. 8. Отношение несимметричного и симметричного канала деления в различных экспериментах в зависимости от верхней границы тормозного спектра

сравнения в нашей работе отношение несимметричного к симметричному каналу деления (пик/долина) также приводится как отношение амплитуд $p/v = K_{as}/K_s$ этих компонент. В таблице приведены эти отношения в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра. Данные различных экспериментов для симметричной и несимметричной мод деления на тормозных пучках γ -квантов показаны на рис. 8.

Экспериментальные данные получены в большой области энергий возбуждения составного ядра (энергии электронов T от 12 МэВ до 3.5 ГэВ). При анализе полученных результатов необходимо учесть, что эксперименты были выполнены в различных условиях. В зависимости от толщины тормозной мишени изменяется соотношение между числом высокоэнергичных и низкоэнергичных фотонов. Несмотря на это, отчетливо прослеживается общая тенденция: в области энергии возбуждения ядра ^{238}U от 12 до 16 МэВ отношение асимметричного и симметричного деления уменьшается в 3–4 раза (рис. 8). Роль несимметричного канала деления, обусловленного влиянием оболочечной структуры ядер осколков деления, снижается при увеличении

энергии возбуждения ядра. Роль симметричного деления на два одинаковых осколка, которое описывается моделью жидкой капли, растет. Аналогичная зависимость имеет место при делении под действием нейтронов и других частиц. Определяющим в соотношении симметричной и несимметричной мод деления является энергия возбуждения делящегося ядра.

Заключение

В результате проведенного исследования были получены независимые и накопленные выходы изотопов, образовавшихся в результате деления изотопа ^{238}U . Детально исследовано образование каждого ядра-изобара в результате деления и получены массовые распределения продуктов фотоделения тормозными γ -квантами при четырех энергиях электронов ускорителя. Получено соотношение между несимметричной и симметричной модами деления. Симметричная компонента увеличивается в 3–4 раза относительно несимметричной при увеличении средней энергии возбуждения ядра ^{238}U от 12 до 16 МэВ.

Список литературы

1. Shvedunov V.I., Ermakov A.N., Gribov I.V. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2005. **550**, N 1. P. 39.
2. Specialized software utilities for gamma ray spectrometry. IAEA Technical Documents — 1275. 2002.
3. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М., 1979.
4. Caldwell J.T., Dowdy E.J., Berman B.L. et al. // Phys. Rev. C. 1980. **21**. P. 1215.
5. Veysiere A., Beil H., Bergere R. et al. // Nucl. Phys. A. 1973. **199**. P. 45.
6. Варламов В.В., Ефимкин Н.Г., Сургутанов В.В. и др. Фотоядерные данные. Фотоделение урана $^{235,238}\text{U}$: Информ. обзор. М., 1987.
7. Schmitt R.A., Sugarman N. // Phys. Rev. 1954. **95**. P. 1260.
8. Jacobs E., Thierens H., De Frenne D. et al. // Phys. Rev. C. 1980. **21**. P. 237.
9. Демехина Н.А., Каранетян Г.С. // Ядерная физика. 2008. **71**. С. 28.

Photofission of ^{238}U at the energy of the giant dipole resonance

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

¹ Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

² D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP). Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^a kuznets@depni.sinp.msu.ru.

Photofission of ^{238}U by bremsstrahlung photons is studied at four energies of the electron accelerator: 19.5, 29.1, 48.3, and 67.7 MeV. The yields of the fission fragments after the emission of prompt neutrons are obtained using the gamma — ray spectroscopic technique. The mass distributions of photofission are obtained at different upper energies of the bremsstrahlung spectrum. The ratio of the symmetric fission mode to the asymmetric is obtained from the mass distribution. The symmetric mode is shown to become 3–4 times greater than the asymmetric, as the excitation energy of the ^{238}U nucleus increases from 12 to 16 MeV.

Keywords: photofission, mass distribution, gamma activation analysis.

PACS: 25.85.Jg.

Received 3 August 2012.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(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.