

ОТНОШЕНИЯ ВЫХОДОВ ИЗОТОПОВ ЙОДА И КСЕНОНА В ОСКОЛКАХ ФОТОДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Ю. П. Гангский^а, В. И. Жеменик^{а,б}, Б. Н. Марков^а, Г. В. Мышинский^а

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт ядерных исследований НАНУ, Киев

Проведены измерения отношений кумулятивного выхода изотопа ^{135}I и независимого выхода ^{135}Xe при фотоделении ядер ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np , ^{243}Am и ^{248}Cm тормозным излучением с граничной энергией 25 МэВ. Использовалась методика селективной газовой транспортировки осколков деления и измерения спектров их γ -излучения. Обнаружено большое различие отношений измеренных выходов для указанных мишеней: от 34 для ^{238}U до 1,3 для ^{243}Am . Указанное различие обсуждается на основе известных представлений о механизме формирования осколков деления.

The ratios of I cumulative yields and Xe independent ones were measured in the photofission of ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np , ^{243}Am and ^{248}Cm nuclei by the bremsstrahlung radiation of 25 MeV boundary energy. The selective gas transport and γ -ray spectra measurements were used. A large difference, from 34 for ^{238}U up to 1.3 for ^{243}Am , was observed. This difference is discussed on the basis of modern models for fission fragments formation.

PACS: 25.20.-x; 25.85.Jg

ВВЕДЕНИЕ

Деление ядер является сложным процессом, в котором коллективное движение нуклонов приводит к сильному изменению формы ядра, коренной перестройке нуклонных конфигураций, неоднократному перераспределению внутренней энергии между различными степенями свободы. Несмотря на почти 70-летнюю историю исследования ядерного деления, полного понимания этого сложного явления еще не достигнуто и по-прежнему не существует теории, позволяющей описать все его аспекты с единой точки зрения. Это особенно касается механизма формирования осколков деления, установления их нуклонного состава и кинетической энергии при разрыве ядра. Этот механизм зависит от целого ряда факторов, связанных и со структурой делящегося ядра, и со способом его возбуждения, исследование его вызывает большой интерес в связи с развитием наших представлений о процессе деления.

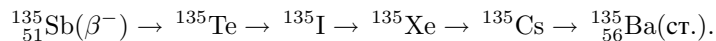
Одним из направлений этих исследований является определение нуклонного состава образующихся осколков при различных условиях (нуклонный состав, энергия возбуждения, угловой момент делящегося ядра). Особый интерес представляют измерения выходов первичных осколков (или независимых выходов), т. е. тех осколков, которые образовались после разрыва делящегося ядра и эмиссии нейтронов, но еще не испытали β -распад,

изменяющий его атомный номер. Эти измерения являются источником важной информации о формировании нуклонного состава осколков в процессе их перехода от начального состояния к точке разрыва ядра.

В таких измерениях используется целый ряд разнообразных методик (их описание представлено в [1]). Однако ни одна из этих методик не является универсальной, а пригодны они лишь для определенного круга делящихся ядер или осколков. Поэтому известных данных о выходах первичных осколков явно недостаточно, и расширение круга исследованных осколков, делящихся ядер и реакций деления является весьма актуальным.

Особенность фотоядерных реакций состоит в том, что в отличие от реакций с нейтронами или заряженными частицами в широкой области энергий γ -квантов в ядро вносится практически один и тот же угловой момент ($1\hbar$). Поэтому образуется большой набор ядер с близкими значениями спина, но с существенно разными энергиями возбуждения. Это позволяет проводить детальные измерения зависимости от энергии возбуждения различных характеристик делящегося ядра с минимальным влиянием других параметров.

Целью данной работы является измерение отношений выходов соседних по Z осколков — йода ($Z = 53$) и ксенона ($Z = 54$) — при фотоделении широкого круга ядер (от Th до Cm) тормозным излучением микротрона с граничной энергией 25 МэВ. Эти измерения позволяют судить о том, как зависит соотношение выходов осколков I и Xe от нуклонного состава делящегося ядра, включая ядра трансурановых элементов. Выбор этих осколков связан с их существенно разными химическими свойствами (Xe — инертный газ, I — химически активный неметалл), позволяющими быстро и эффективно отделять их друг от друга и от остальных осколков. Изотопы этих элементов образуются как непосредственно при разрыве ядра на два осколка, так и в цепочке β -распадов осколков



Это, естественно, усложняет и идентификацию осколков, и определение их независимых выходов, так как необходимо анализировать сложные γ -спектры и учитывать вклад от осколка-предшественника в цепочке β -распадов. Этим и объясняется более бедный набор экспериментальных данных по независимым выходам по сравнению с кумулятивными.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

В проведенных экспериментах применялась методика, аналогичная использованной в наших предыдущих экспериментах для определения независимых выходов осколков, относящихся к инертным газам (Xe и Kr) [2], модифицированная для одновременного выделения при этом и осколков йода. Эта методика основана на быстрой и селективной транспортировке осколков к детекторам γ -излучения с последующей идентификацией и определением выхода по их характерным γ -линиям.

Эксперименты проводились на пучке тормозного излучения с граничной энергией 25 МэВ микротрона МТ-25 ЛЯР ОИЯИ [3]. 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 γ -квантов. Мишени представляли собой слои исследуемых элементов толщиной 0,1–2 мг/см², нанесенных на алюминиевую подложку. В случае тория мишенями служили фольги толщиной 50 мкм.

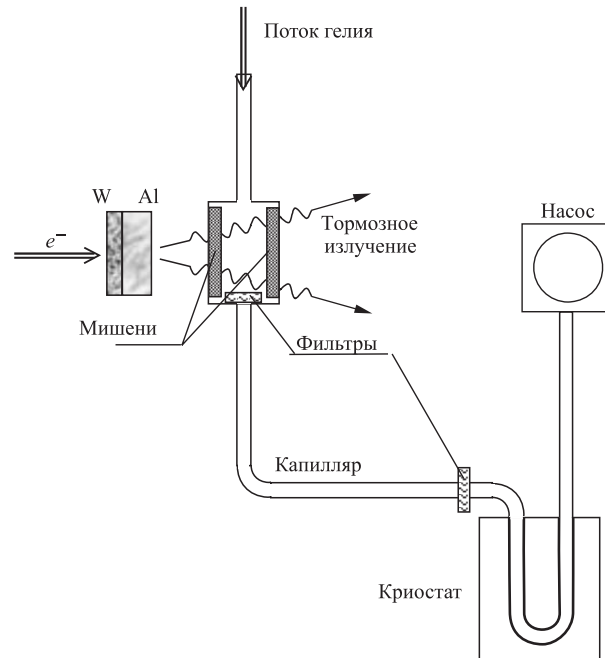


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Экспериментальная установка (рис. 1) включала систему подачи буферного газа, реакционную камеру, расположенную на пучке тормозных γ -квантов, заполненный жидким азотом криостат, германиевый детектор γ -излучения и соединительные тефлоновые капилляры. Ее подробное описание представлено в [2]. Реакционная камера представляла собой пустотелый цилиндр, на торцах которого располагались мишени из делящегося вещества, а на противоположных боковых стенках находились отверстия, через которые прокачивался буферный газ (гелий марки М-60) под давлением 2 атм. Осколки деления, вылетевшие из облучаемой мишени, тормозились в газе, поток которого по капилляру переносил их к криостату. Перед входом в капилляр был расположен волоконный фильтр, который задерживал осколки всех элементов кроме Кг и Хе (эффективность фильтра составляла не менее 90%). Длина капилляра составляла 50 см, и он присоединялся к спирали из медной трубки диаметром 1 мм и длиной 1 м, которая помещалась в криостат, наполненный жидким азотом. На стенках этой трубки и происходила конденсация инертных газов. После этого трубка переносилась к Ge(Li)-детектору для измерения спектров γ -излучения.

Таким образом и осуществлялось эффективное отделение Кг и Хе от всей массы осколков и определение их выходов. При этом, естественно, регистрировалось и фоновое излучение продуктов их β -распада. Но из-за сравнительно больших их периодов полураспада уровень этого фона был достаточно низкий и не искажал выходы исследуемых осколков Хе. Все остальные осколки (в том числе и осколки I) задерживались фильтрами на выходе из реакционной камеры и на входе в криостат. После этого проводились измерения γ -спектров осколков в обоих фильтрах и в спирали из криостата. Измеренные γ -спектры позволили идентифицировать образующиеся осколки и определить их выходы

Таблица 1. Характеристики радиоактивного распада изучаемых осколков

Осколок	$T_{1/2}$	I^π	E_γ , кэВ	I_γ , %	α
^{135}Te	19,2 с	$3/2^+$	603	100	0,03
^{135}I	6,6 ч	$7/2^+$	268	100	0,12
^{135}Xe	9,1 ч	$3/2^+$	250	90	0,09

(число данных осколков на один акт деления), в том числе и интересующие нас выходы: независимый для ^{135}Xe и кумулятивный, включающий вклад от β -распада осколка ^{135}Te , для ^{135}I . Необходимые для этого характеристики γ -излучения указанных ядер — энергии и интенсивности γ -линий, а также коэффициенты конверсии для γ -переходов (α) [4] — представлены в табл. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В табл. 2 представлены полученные таким способом независимые выходы осколков ^{135}Xe и отношения к ним кумулятивных выходов ^{135}I для указанных ядер-мишеней. Видно большое различие измеренных отношений — высокие значения для ^{232}Th и ^{238}U и значительно более низкие для остальных ядер, тяжелее урана. Такое различие, очевидно, связано в первую очередь с нуклонным составом делящихся ядер.

Таблица 2. Экспериментальные значения независимых выходов осколков ^{135}Xe и отношений к ним кумулятивных выходов осколков ^{135}I

Выходы осколков	Th	U	Np	Am	Cm
$Y(^{135}\text{Xe})_{\text{нез}}, 1/f$	0,0012(8)	0,0033(8)	0,023(3)	0,015(2)	0,024(5)
$Y(^{135}\text{I})_{\text{кум}} / Y(^{135}\text{Xe})_{\text{нез}}$	12(4)	34(20)	1,4(3)	1,3(4)	2,7(5)

Известный механизм формирования осколков деления основан на предположении об адиабатичности процесса деления, т. е. изменение формы ядра происходит значительно медленнее внутреннего движения нуклонов. Распределение осколков по их атомным номерам (Z) при заданном массовом числе (A) непосредственно после разрыва ядра (до эмиссии нейтронов) определяется выражением [5]:

$$P(Z) = C \left(\sigma + \frac{1}{12} \right) \exp \left(\frac{(Z - Z_i)^2}{\sigma + 1/12} \right), \quad (1)$$

где Z_i , σ и C — параметры этого распределения. Z_i соответствует неискаженному зарядовому распределению (такому соотношению между числом протонов и нейтронов в осколке, которое имеет место в исходном ядре); σ — параметр, определяющий дисперсию этого распределения, а C — нормирующий множитель. Значение Z_i определяется выражением

$$Z_i = Z_0 A_i / A_0, \quad (2)$$

где индекс 0 относится к исходному делящемуся ядру, а индекс i — к образуемому осколку.

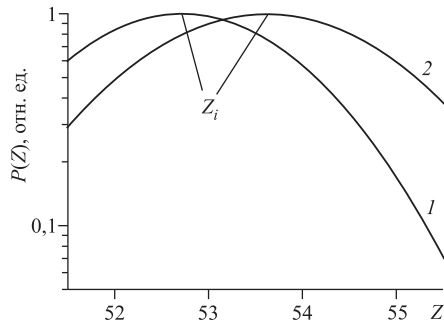


Рис. 2. Зависимость вероятности образования осколка с $A = 135$ от его атомного номера Z при фотоделении ^{238}U (1) и ^{237}Np (2)

Из выражения (1) видно, что основное влияние на величину $P(Z)$ оказывает удаленность Z от Z_i , т.е. входящая в экспоненту разность $Z - Z_i$. На рис. 2 представлены рассчитанные зависимости вероятности образования осколка с $A = 135$ от его атомного номера при фотоделении ядер ^{238}U и ^{237}Np . Видно слабое изменение $P(Z)$ в окрестностях Z_i (это соответствует делению ^{238}U и ^{237}Np) и значительно более сильное — при удалении от Z_i (для обоих ядер). Более сильная удаленность $Z(\text{Xe})$ от Z_i , чем $Z(\text{I})$, и объясняет более низкий выход Xe и, соответственно, более низкие значения отношений выходов I и Xe.

В табл. 3 представлены рассчитанные характеристики зарядовых распределений осколков деления с $A = 135$ (значения Z_i и $Z - Z_i$ для I и Xe) и соответствующие им вероятности образования этих осколков $P(Z)$. Видно качественное согласие изменений этих вероятностей $P(Z)$ с представленными в табл. 2 экспериментальными изменениями выходов $Y(Z)$ — в обоих случаях уменьшение этих величин при переходе от Th и U к Am и Cm. Проведенные измерения независимых выходов осколков Xe и отношений выходов I и Xe показали, что характер формирования осколков не претерпевает существенных изменений при переходе от достаточно хорошо изученных ядер (таких, как Th или U [6]) к ядрам трансурановых элементов (Am, Cm).

Таблица 3. Расчетные значения характеристик зарядового распределения и вероятностей образования осколков Xe и I с $A = 135$

Характеристика распределения	Th	U	Np	Am	Cm
Z_i	52,76	52,69	53,56	53,25	53,24
$Z_i - Z(\text{Xe})$	1,24	1,31	0,44	0,75	0,76
$P(\text{Xe})$	0,08	0,06	0,40	0,11	0,12
$Z_i - Z(\text{I})$	0,24	0,31	-0,56	-0,25	-0,24
$P(\text{I})$	0,85	0,80	0,55	0,84	0,85

Авторы выражают благодарность Ю. Ц. Оганесяну и С. Н. Дмитриеву за постоянный интерес и поддержку работы, а также Г. В. Букланову за изготовление мишеней и А. Г. Белову за их облучение на микротроне.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 08-02-9014-Мол_а и №09-02-610а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гангрский Ю. П., Далхсурен Б., Марков Б. Н. Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат, 1986. 172 с.
2. Гангрский Ю. П. и др. Транспортировка осколков деления газовым потоком с аэрозолями // ПТЭ. 2002. №9. С. 67–73.

3. Белов А. Г. Микротрон МТ-25 // Тр. Рабочего совещ. по использованию микротронов в ядерной физике «Микротрон МТ-25», Пловдив, 1992 г. Дубна, 1993. С. 12–19.
4. Sergeenkov Yu. V., Singh B. // Nuclear Data Sheets for $A = 135$ // Nucl. Data Sheets. 1998. V. 84. P. 115–185.
5. Wahl A. C. *et al.* Nuclear-Charge Distribution in Low-Energy Fission // Phys. Rev. 1962. V. 126. P. 1112–1127.
6. Grouch E. A. C. Fission-Product Yields from Neutron-Induced Fission // ADNDT. 1977. V. 19. P. 417–532.

Получено 17 февраля 2010 г.