

Выходы осколков спонтанного деления Cf^{252} Н. В. СКОВОРОДКИН, Г. Е. ЛОЖКОМОВ, К. А. ПЕТРЖАК, А. В. СОРОКИНА,
Б. М. АЛЕКСАНДРОВ, А. С. КРИВОХАТСКИЙ

УДК 539.173.7:546.799.8

Выходы осколков спонтанного деления Cf^{252} определяли в ряде работ [1—3], но только в одной из них [3] найдены выходы достаточно большого числа осколков и построена кривая зависимости выходов осколков от их массы. В последней работе выходы определяли по методу R -величин относительно выходов осколков деления U^{235} медленными нейтронами. В качестве реперного осколка был выбран Mg^{28} , абсолютный выход которого определяли радиохимическим методом. В более ранних работах [1, 2] были получены выходы только нескольких осколков с довольно большой ошибкой, так как использовалось очень небольшое количество калифорния. Поэтому представляло интерес повторить определение выходов с большим количеством калифорния и с использованием другого метода абсолютизации.

В моменту окончания настоящей работы была опубликована статья [4], в которой были определены выходы осколков спонтанного деления Cf^{252} в области масс 95—147 относительно выходов осколков деления U^{235} тепловыми нейтронами. В качестве реперного осколка был взят Ba^{140} , выход которого для спонтанного деления Cf^{252} был принят равным выходу массы 140 (5,8%), полученному измерением кинетических энергий осколков [5].

В настоящей работе при определении выходов применяли несколько способов. Для одной группы осколков определялись абсолютные выходы с измерением числа делений в образце калифорния и измерением абсолютной β -активности выделенных осколков. Для другой группы осколков выходы определялись или относительно выхода какого-нибудь осколка с известным абсолютным выходом, или по методу R -величин с применением γ -спектроскопии по отношению к выходам осколков деления Pu^{239} медленными нейтронами.

В эксперименте использовался источник калифорния, содержащий 2,911 мкг Cf^{252} . Анализ осуществлялся коллекторы, в которых тормозились осколки деления. Коллекторы, представляющие собой диски диаметром 24 мм из алюминиевой фольги толщиной 0,1 мм, располагались на расстоянии 0,1 мм от источника. Телесный угол сбора был равен 0,494 ст. Между источником и коллектором помещали тонкую (толщиной 50 мкг/см²) никелевую пленку для предотвращения переноса калифор-

ния с источника на коллектор и только в случае определения абсолютных выходов пленку убирали. Время экспозиции варьировалось от нескольких часов до нескольких дней в зависимости от изучаемых осколков.

Рабочий источник был приготовлен путем электролитического осаждения калифорния на диски из полированной платины толщиной 0,1 мм. Диаметр активного пятна составлял ~8 мм, толщина слоя за счет осаждения посторонних примесей не превышала 50 мкг/см².

Эффективность сбора, т. е. влияние поглощения осколков в слое вещества источника, определяли путем сравнения удельной (на акт деления) β -активности осколков, собранных на сборниках от рабочей и эталонной мишеней. Фольгу для сбора осколков помещали на расстоянии 0,1 мм от мишеней, закрытых тонкими коллодиевыми пленками (10—15 мкг/см²) для предотвращения переноса калифорния с источника на сборник, выдерживали в течение 30 мин и через определенное время измеряли суммарную β -активность сборников в 4π-счетчике. Эффективность сбора для выбранных условий оказалась равной $0,94 \pm 0,005$. Таким образом, на сборники попадало $(46,8 \pm 0,3)\%$ полного числа осколков деления в рабочем источнике.

Эталонная мишень изготовлялась путем собирания агрегатов отдачи в электрическом поле на полированную до 12-го класса платиновую фольгу [6]. Число делений в этом образце измеряли в аргонметановой 2π-ионизационной камере с сеткой.

Число делений в рабочем источнике определяли путем сравнения по числу нейтронов с эталонным источником. Нейтроны регистрировали кристаллом стибена. Отделение импульсов от нейтронов и γ -квантов осуществляли по времени высвечивания в кристалле [7]. Степень дискриминации γ -квантов была доведена до 10^{-3} . Сравнение образцов проводили многократно в различных геометриях, чтобы исключить влияние рассеяния нейтронов от окружающих предметов.

Число делений в рабочем образце оказалось равным $(1,081 \pm 0,014) \cdot 10^8$ делений/мин, что соответствует $(2,911 \pm 0,038)$ мкг Cf^{252} при $T_{1/2} = (84,9 \pm 0,4)$ года [8].

Абсолютные кумулятивные выходы Zr^{95} , Mo^{99} , Pd^{112} , Te^{132} , Ba^{140} , Pr^{143} и Nd^{147} были полу-

чены прямым путем. Коллектор осколков сразу после экспозиции растворяли в соляной кислоте в присутствии изотопных носителей, выделяли индивидуальные элементы, затем аликвотные части растворов очищенных элементов наносили на позолоченные коллодиевые пленки для измерения абсолютной активности в проточном 4π-β-счетчике. Время от окончания облучения до момента отделения от калифорния во всех случаях было одинаковым (1,5—3 ч), что позволяло пренебречь поправкой на распад Cf^{252} , перенесенного с источника на сборники. Количество калифорния, перенесенного на сборники, определяли по α-активности последних. Для каждого последующего сборника вносили поправку на потерю калифорния. Причем поправка была незначительной, даже для десятого сборника она составила всего ~0,5%.

Молибден, теллур и палладий выделяли последовательно анионообменным методом из одной и той же пробы. Молибден отделяли от теллура путем экстракции его эфиром из 6М HCl и затем анализировали, аналогично работе [9]. Теллур очищали путем осаждения металлического теллура с помощью SO_2 , повторной анионообменной очистки и повторного осаждения металлического теллура. Для очистки палладия осаждали диметилглиоксимат палладия, проводили еще один анионообменный цикл, дважды осаждали AgCl и, наконец, осаждали металлический палладий с помощью муравьиной кислоты.

Активность Pd^{112} определяли по активности дочернего Ag^{112} .

Барий, цирконий и редкоземельные элементы выделяли из отдельных проб. Очистку циркония осуществляли фениларсонатным методом [10]. Барий очищали путем осаждения BaCl_2 , BaSO_4 и катионообменного цикла [11]. Для очистки редкоземельных элементов использовали двукратное осаждение фторидов церия и лантана с последующим разделением с помощью α-оксиизобутирата аммония [12]. В качестве носителя для неодима и празеодима использовали церий, поскольку он вымывается из колонки после празеодима и не мешает разделению неодима и празеодима. Химический выход церия определяли колориметрическим методом [9].

Выходы Ba^{139} , Ag^{113} и Pd^{109} измерялись относительно выходов Ba^{140} , Ag^{111} и Pd^{112} соответственно. В этом случае барий очищали путем трехкратного осаждения BaCl_2 (первое осаждение проводили в присутствии носителя стронция), осаждения $\text{La}(\text{OH})_3$ и быстрой очистки с помощью $\text{NH}_4\text{CH}_3\text{COO}$ на небольшой колонке с катионитом [9]. Серебро очищали обычным методом [10]. Абсолютные выходы указанных элементов, полученные в настоящей работе, приведены в табл. 1.

Выходы изотопов редкоземельных элементов и иттрия были определены, аналогично работе [12], радиохимическим способом относительно выхода Nd^{147} . В качестве реперного изотопа был выбран не Ce^{144} , а Nd^{147} , так как церий, как указано выше, служил носителем при определении абсолютных выходов Pr^{143} и Nd^{147} . Результаты этой серии измерений приведены в табл. 2.

Абсолютные выходы осколков спонтанного деления Cf^{252}

Таблица 1

Изотоп	$T_{1/2}$	Абсолютный выход, %	Число опытов	Литература	
				[3]	[4]
Zr^{95}	65,5 дня	$1,29 \pm 0,04$	3	1,37	$1,2 \pm 0,1$
Mo^{99}	66,96 ч	$2,76 \pm 0,08$	5	$2,57 \pm 0,03$	$2,7 \pm 0,1$
Pd^{109} *	13,47 ч	$7,65 \pm 0,35$	4	$5,69 \pm 0,59$	—
Pd^{112}	21,0 ч	$3,77 \pm 0,11$	3	$3,65 \pm 0,18$	—
Ag^{113g} *	5,3 ч	$2,99 \pm 0,10$	4	$4,23 \pm 0,28$ **	—
Te^{132}	77,7 ч	$1,78 \pm 0,08$	5	$1,75 \pm 0,03$	$2,5 \pm 0,1$
Ba^{139} *	82,9 мин	$6,24 \pm 0,20$	4	$5,73 \pm 0,16$	$5,7 \pm 0,2$
Ba^{140}	12,8 дня	$6,49 \pm 0,17$	6	$6,32 \pm 0,54$	5,8
Pr^{143}	13,59 дня	$7,13 \pm 0,18$	3	$5,94 \pm 0,35$	$6,4 \pm 0,2$
Nd^{147}	11,06 дня	$4,48 \pm 0,14$	3	$4,69 \pm 0,08$	$4,5 \pm 0,2$

* Выходы Ba^{139} , Ag^{113g} и Pd^{109} были вычислены на основании относительных выходов Ba^{139} к Ba^{140} , Ag^{113g} к Ag^{111} и Pd^{109} к Pd^{112} , определенных в настоящей работе: $0,960 \pm 0,013$; $0,585 \pm 0,007$ и $2,030 \pm 0,061$ соответственно.
 ** Полный выход Ag^{113} .

Относительные и абсолютные выходы изотопов редкоземельных элементов и иттрия

Таблица 2

Изотоп	$T_{1/2}$	Относительный выход	Абсолютный выход, %	Число опытов	Литература	
					[3]	[4]
Y ⁹¹	58,8 дня	0,153±0,002	0,69±0,03	3	0,59±0,06	—
Y ⁹²	3,53 ч	0,157±0,002	0,70±0,03	3	—	—
Y ⁹³	10,18 ч	0,222±0,004	1,00±0,04	3	0,83±0,03	—
Ba ¹⁴⁰	12,8 дня	1,452±0,021	6,50±0,24	4	6,32±0,54	5,8
La ¹⁴¹	3,85 ч	1,372±0,024	6,15±0,23	3	—	—
Ce ¹⁴¹	32,51 дня	1,427±0,023	6,39±0,24	8	5,9±0,3	5,8±0,4
La ¹⁴²	85 мин	1,397±0,099	6,26±0,49	3	—	—
Ce ¹⁴³	33,4 ч	1,478±0,032	6,62±0,26	3	5,94±0,35	—
Pr ¹⁴³	13,59 дня	1,501±0,021	6,73±0,25	5	—	6,4±0,2
Ce ¹⁴⁴	284,3 дня	1,396±0,020	6,25±0,23	5	—	5,7±0,2
Pr ¹⁴⁵	5,98 ч	1,250±0,019	5,60±0,20	3	—	—
Nd ¹⁴⁷	11,06 дня	1,000	4,48 *	8	4,69±0,08	4,5±0,2
Nd ¹⁴⁹	1,8 ч	0,630±0,027	2,82±0,15	3	—	—
Pm ¹⁴⁹	53,09 ч	0,697±0,003	3,12±0,11	3	2,65	—
Pm ¹⁵¹	28,40 ч	0,447±0,007	2,00±0,07	3	2,18	—
Sm ¹⁵³	47,1 ч	0,289±0,004	1,29±0,05	3	1,41±0,03	—
Sm ¹⁵⁶	9,4 ч	0,118±0,002	0,53±0,02	3	—	—
Eu ¹⁵⁶	15,21 дня	0,151±0,002	0,68±0,02	5	0,703±0,008	—
Eu ¹⁵⁷	15,15 ч	0,126±0,002	0,56±0,02	3	—	—
Gd ¹⁵⁹	18,0 ч	0,0794±0,0010	0,36±0,01	8	—	—
Tb ¹⁶¹	7,2 дня	0,0454±0,0007	0,20±0,01	4	0,15	—

* Абсолютный выход Nd¹⁴⁷ взят из табл. 1.

Выходы Zr⁹⁵, Zr⁹⁷, Ru¹⁰³, Rh¹⁰⁵, Ag¹¹¹, Pd¹¹², Cd^{115g}, Sb¹²⁷, Te¹³², I¹³¹, I¹³³, Xe¹³⁵, Cs¹³⁶, Cs¹³⁷, Ba¹⁴⁰ и Ce¹⁴³ определялись с помощью γ-спектрометрии относительно выходов соответствующих осколков при делении Pu²³⁹ тепловыми нейтронами по методу R-величин [13, 14]:

$$R = \frac{(Y_X/Y_R)_{Cf^{252}}}{(Y_X/Y_R)_{Pu^{239}}} = \frac{(A_X/A_R)_{Cf^{252}}}{(A_X/A_R)_{Pu^{239}}}, \quad (1)$$

где Y_X и Y_R — абсолютные выходы исследуемого и реперного изотопов для спонтанного деления Cf²⁵² и для деления Pu²³⁹ медленными нейтронами; A_X и A_R — интенсивности выбранных γ-линий исследуемого и реперного изотопов, исправленные на накопление за время экспозиции и на распад к моменту измерения.

Выходы стабильных членов массовых цепочек взяты из работы [13]. Поправки на независимые выходы этих изотопов были вычислены в предположении гауссова распределения заряда с $C = 0,80 \pm 0,14$ и с Z_p для деления U²³⁵ тепловыми нейтронами, взятым из работы [15]. Значения Z_p для деления Pu²³⁹ тепловыми ней-

тронами рассчитывали по полуэмпирической формуле [16]

$$Z_p(Pu^{239}) = Z_p(U^{235}) + \Delta Z, \quad (2)$$

$$\text{где } \Delta Z = \frac{1}{2} (Z_{Pu^{239}} - Z_{U^{235}}) - 0,19 (A_{Pu^{239}} - A_{U^{235}}) + 0,19 (\bar{\nu}_{Pu^{239}} - \bar{\nu}_{U^{235}}).$$

Сравнение γ-активности изотопов с большими выходами, таких, как Zr⁹⁷, Ru¹⁰³, Rh¹⁰⁵, Te¹³², I¹³¹, I¹³³, Xe¹³⁵, Ba¹⁴⁰, Ce¹⁴³, проводили на полупроводниковом Ge (Li)-γ-спектрометре без предварительного химического разделения. Объем кристалла Ge(Li) был равен 13 см³, его разрешение составляло 4 кэВ для γ-линии Cs¹³⁷. В качестве реперных изотопов использовали Mo⁹⁹ и Ce¹⁴¹.

Сравнение γ-активности Zr⁹⁵, Ag¹¹¹, Pd¹¹², Cd^{115g}, Sb¹²⁷, Cs¹³⁶, Cs¹³⁷ и I¹³¹ проводили на сцинтилляционном γ-спектрометре с кристаллом NaI(Tl) размером 3 × 2 см после предварительного химического выделения отдельных элементов. Разрешение составляло ~10% для γ-линии Cs¹³⁷. В качестве реперного изотопа использовали Ba¹⁴⁰. Элементы цирконий, сурьма и серебро выделяли из отдельных

Абсолютные выходы осколков спонтанного деления Cf^{252} , определенные по методу R -величин

Таблица 3

Изотоп	$T_{1/2}$	Абсолютные выходы, %		Число опытов	Pu^{239} [13]	Литература	
		сцинтилляционный спектрометр	кристаллический спектрометр			[3]	[4]
Zr^{95}	65,5 дня	$1,35 \pm 0,07$	—	3	4,99	1,37	$1,2 \pm 0,1$
Zr^{97}	17,0 ч	—	$1,64 \pm 0,07$	2	5,55	$1,54 \pm 0,15$	$1,8 \pm 0,1$
Ru^{103}	39,6 дня	—	$5,67 \pm 0,23$	2	5,63	—	$4,8 \pm 0,4$
Rh^{105}	35,9 ч	—	$5,98 \pm 0,37$	2	5,50	$5,99 \pm 0,21$	—
Ag^{111}	7,5 дня	$5,11 \pm 0,18$	—	3	0,27	$5,19 \pm 0,29$	—
Pd^{112}	21,0 ч	$3,85 \pm 0,21$	—	2	0,12	$3,65 \pm 0,18$	—
Ag^{113g}	5,3 ч	$2,99 \pm 0,10$	—	4	—	$4,23 \pm 0,38^*$	—
Cd^{115g}	53,5 ч	$1,89 \pm 0,08$	—	3	0,038	$2,28 \pm 0,13^*$	—
Sb^{127}	91,2 ч	$0,110 \pm 0,005$	—	2	0,378	$0,130 \pm 0,008$	—
I^{131}	8,05 дня	—	$1,21 \pm 0,07$	2	3,75	$1,27 \pm 0,18$	$1,8 \pm 0,1$
Te^{132}	77,7 ч	$1,79 \pm 0,06$	$1,92 \pm 0,08$	3+2	5,13	$1,75 \pm 0,03$	$2,5 \pm 0,1$
I^{133}	20,8 ч	—	$3,28 \pm 0,15$	2	6,90	$2,77 \pm 0,20$	$3,9 \pm 0,3$
Xe^{135}	9,2 ч	—	$3,87 \pm 0,14$	2	7,25	$4,33 \pm 0,08$	$4,9 \pm 0,4$
Cs^{136}^{**}	13,5 дня	$0,038 \pm 0,002$	—	3	0,0835	0,0351	—
Cs^{141}	30 лет	$4,84 \pm 0,20$	—	3	6,48	4,40	$5,2 \pm 0,2$
Ce^{143}^{***}	32,51 дня	—	6,39 ****	2	5,13 ****	$5,9 \pm 0,3$	$5,8 \pm 0,4$
Ce^{143}	33,4 ч	—	$6,29 \pm 0,47$	2	3,99	$5,94 \pm 0,35$	$6,4 \pm 0,2$
Ba^{140}^{**}	12,8 дня	6,49 ****	$6,41 \pm 0,23$	2	5,58	$6,32 \pm 0,54$	5,8
Mo^{99}^{***}	66,96 ч	—	2,76 ****	2	6,17 ****	$2,57 \pm 0,03$	$2,7 \pm 0,1$

* Полные выходы масс 113 и 115.

** Значение независимости выхода Cs^{136} при делении Pu^{239} тепловыми нейтронами, взятое из работы [19].

*** Реперные изотопы, относительно которых производили сравнение.

**** Значения выходов взяты из табл. 1 и 2 (настоящая работа) и из работы [10].

проб и очищали обычным методом [10]. Остальные элементы выделяли последовательно из одной пробы. Теллур и палладий очищали так же, как указано выше, для очистки кадмия использовали осаждение CdS и $\text{La}(\text{OH})_3$ из аммиачной среды с последующим повторением анионообменного цикла. Для очистки цезия его сорбировали из щелочной среды на смоле КУ-1, затем проводили катионообменную очистку на смоле дауэкс 50×8 [17], разделяли цезий и рубидий с помощью $0,5 \text{ M HCl}$ на смоле КУ-1 [18] и осаждали Cs_2PtCl_6 .

Результаты этих измерений представлены в табл. 3.

Ошибки прямого определения выходов состоят из среднеквадратичных ошибок определения числа делений в образце, определения эффективности сбора осколков, определения химического выхода носителя и измерения абсолютной β -активности. Ошибки абсолютных выходов, полученных относительноным методом, кроме указанных выше включают также ошибки измерения β -или γ -активности, а в методе R -величин — еще и ошибки определения абсолютных выходов осколков деления Pu^{239} медленными нейтронами.

Кривая массовых выходов (рис. 1) построена по выходам стабильных членов массовых цепочек, поправки на независимые выходы которых вносились так же, как и для Pu^{239} (см. выше). В большинстве случаев эти поправки очень малы. В табл. 4 приведены расчетные значения

Таблица 4
Кумулятивные выходы конечных членов массовых цепочек

Изотоп	Абсолютный выход, %	
	радиоактивного осколка	стабильного члена цепочки
Zr^{97}	$1,64 \pm 0,06$	$1,65 \pm 0,06$
Pd^{112}	$3,77 \pm 0,11$	$3,78 \pm 0,11$
Ag^{113g}	$2,99 \pm 0,10$	$3,21 \pm 0,11$
Cd^{115g}	$1,89 \pm 0,08$	$2,01 \pm 0,08$
Te^{132}	$1,82 \pm 0,06$	$1,87 \pm 0,06$
Cs^{137}	$4,84 \pm 0,18$	$4,85 \pm 0,18$
Xe^{135}	$3,87 \pm 0,14$	$3,88 \pm 0,14$
Ba^{140}	$6,50 \pm 0,18$	$6,51 \pm 0,18$
La^{142}	$6,26 \pm 0,49$	$6,27 \pm 0,49$

Примечание. Полные выходы масс 113 и 115 рассчитывали на основании экспериментальных данных по выходам изомеров Cd^{115} при делении тяжелых элементов тепловыми нейтронами [20], а также на основании схемы распада Pd^{113} [21].

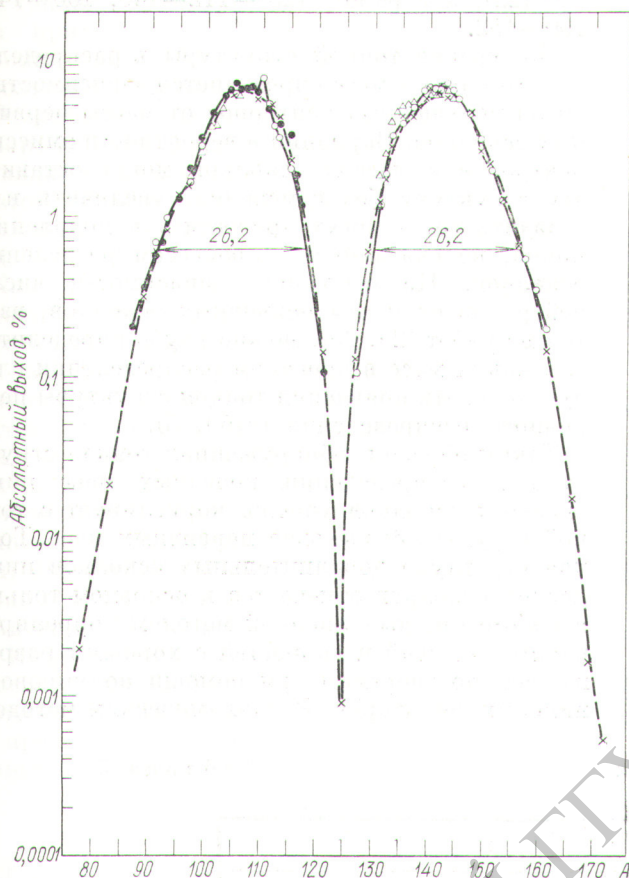


Рис. 1. Кривая выходов осколков спонтанного деления Cf^{252} :

—○—, —●— — настоящая работа (○ — экспериментальные значения, ● — отраженные точки); — — — — данные работы [3]; △ — данные работы [4].

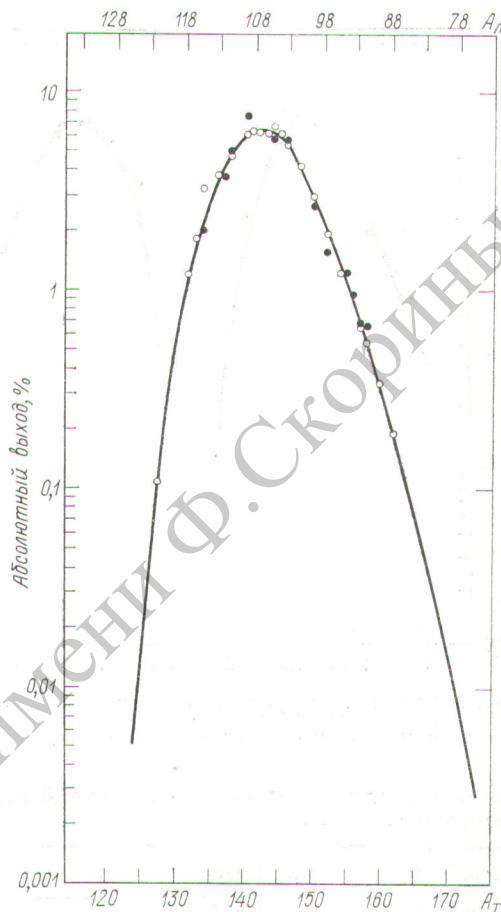


Рис. 2. Кривая выходов осколков спонтанного деления Cf^{252} :

●, ○ — легкие и тяжелые осколки соответственно; отражение проводили симметрично относительно массы 124.

выходов конечных членов массовых цепочек, отличающиеся от измеренных выходов предшественников.

Полученные в настоящей работе результаты представлены в табл. 1—4 и на рис. 1—3. Сумма выходов тяжелых осколков (измеренных значений и экстраполированных по гладкой кривой) равна 102,7%. Полная ширина пика тяжелых осколков на $1/10$ максимальной высоты гладкой кривой составляет 26,2 массовой единицы, что на 4,4 массовой единицы больше, чем при делении U^{235} медленными нейтронами. Это связано с увеличением выходов осколков сильно асимметричного деления.

Пик легких осколков был построен на основании экспериментальных значений выходов легких осколков и отраженных точек (при $\bar{\nu} = 4$) в районе максимума. Полная ширина пика оказалась такой же, как и для тяжелых

осколков, а площадь под кривой выходов составила 98,2%. Средние массы легкого и тяжелого осколков оказались равными $106,0 \pm 0,8$ и $141,9 \pm 1,0$ соответственно, что хорошо согласуется с данными работ [3, 5], а значение $\bar{\nu} = 4,1 \pm 1,0$.

Из рис. 2 следует, что пики тяжелых и легких осколков довольно хорошо совпадают при отражении их около массы 124. Площадь под этой кривой равна 100,9%.

В области пика тяжелых осколков отчетливо видна тонкая структура для масс 133, 139—140 и 143—144, а в области пика легких осколков проявляется тонкая структура для массы 109 и уширение кривой для масс 93—94. Из экспериментов по времени пролета при спонтанном делении Cf^{252} в распределении первичных масс обнаружен увеличенный выход массовых пар 123—129, 118—134, 112—140, 103—

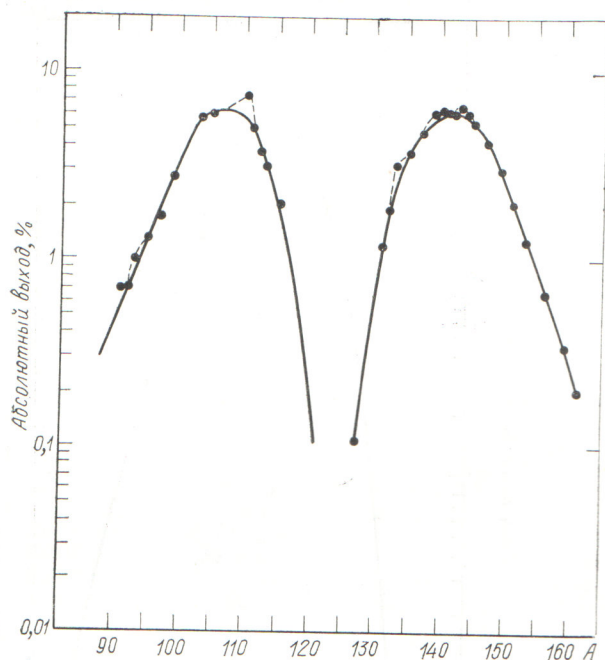


Рис. 3. Тонкая структура в распределении выходов осколков спонтанного деления Cf^{252} (сплошной линией показана гладкая кривая, а пунктиром — положение тонкой структуры).

Тонкая структура массовых распределений первичных и вторичных осколков

Таблица 5

Первичная пара осколков	Предполагаемое положение тонкой структуры	Экспериментальные данные о наличии тонкой структуры	
		настоящая работа	другие работы
118	114	113 отсутствует 114 не определяли	113 [3] 113—114 отсутствует [5]
134	133—134	133 134 не определяли	135 [3] 134 [4] 137 [5]
112	109—110	109	110—111 [5]
140	139—140	139—140	140—141 [5]
106	104	104 не определяли	104—105 [5]
146	144	143—144	143 [1, 2, 4, 5]
103	102	102 не определяли	102 отсутствует [5]
149	147	147 отсутствует	147 отсутствует [3—5]
100	99	99 отсутствует	99 отсутствует [3] 99—100 [5]
152	149—150 (пики, вероятно, будут сглажены)	149—150 отсутствует	149—150 отсутствует [3, 5]
—	—	93—94	90 [5] 94 [3]
—	—	—	154 [3]

149 [22], а в работе [23]—112—140, 106—146, 100—152.

Положение тонкой структуры в распределении вторичных масс определяется зависимостью числа испущенных нейтронов от массы первичных осколков. Вариации в вероятности эмиссии нейтронов с массой осколков могут оставить эту структуру без изменения, увеличить или сгладить ее, а могут привести и к появлению пиков, не связанных с процессом разделения осколков. На основании зависимости числа нейтронов от массы первичных осколков, взятой из работ [24, 25], можно грубо определить, для каких масс в конечном распределении следует ожидать появления тонкой структуры первичного распределения (табл. 5).

Таким образом, обнаруженная тонкая структура в распределении конечных масс пика тяжелых осколков хорошо коррелирует с тонкой структурой выходов первичных масс. Тонкая структура дополнительных осколков пика легких осколков отмечается в основном только в работе [5], выполненной методом коррелированных энергий и скоростей с хорошим разрешением по энергиям при помощи полупроводниковых детекторов. Радиохимическим методом

эта тонкая структура не обнаружена, так как она приходится на очень короткоживущие осколки, измерение выхода которых связано с большими трудностями.

Отклонение выходов от гладкой кривой, обнаруженное нами в районе масс 93—94, по-видимому, появилось за счет хода $v(M)$. В этой области масс dv/dM резко отличается (0,3—0,2) от своего среднего значения (0,08) [24].

Как показали Томас и Ванденбош [26, 27], тонкая структура первичного распределения масс коррелирует с ходом максимальной энергии возбуждения осколков, рассчитанной из полуэмпирической формулы масс Камерона или Зигера. Учитывая, что энергия возбуждения при разделении на четно-четные осколки деления выше энергии возбуждения при разделении на нечетные по массам осколки и имеет периодичность приблизительно пять массовых единиц, Ванденбош делает вывод о преимущественном делении на четно-четные осколки.

Авторы выражают глубокую благодарность Е. И. Бирюкову за проведение измерений на кристаллическом γ -спектрометре, а также благодарят В. А. Яковлева и Е. И. Восторобскую за предоставление сцинтилляционного γ -спектрометра и за помощь при измерениях.

Поступила в Редакцию 27/VII 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Glendenin, E. Steinberg, J. Inorg. Nucl. Chem., **1**, 45 (1955).
2. J. Cunningham, J. Inorg. Nucl. Chem., **6**, 181 (1958).
3. W. Nerwik, Phys. Rev., **119**, 1685 (1960).
4. R. Harbourn et al. Radiochim. Acta, **15**, 146 (1971).
5. H. Schmitt et al. Phys. Rev., **137B**, 837 (1965).
6. Б. М. Александров и др. «Атомная энергия», **33**, 821 (1972).
7. В. И. Кухтевич, А. А. Трыков, О. А. Трыков. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 45 (1967).
8. Б. М. Александров и др. «Атомная энергия», **28**, 361 (1970).
9. А. В. Сорокина и др. «Атомная энергия», **31**, 99 (1971).
10. Радиохимический анализ продуктов деления. Сб. статей под ред. Ю. М. Толмачева. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1960.
11. О. М. Лилова, Б. К. Преображенский. «Радиохимия», **2**, 731 (1960).
12. Н. В. Сквородкин и др. «Радиохимия», **12**, 487 (1970).
13. H. Fickel, R. Tomlinson. Canad. J. Phys., **37**, 916 (1959).
14. D. Gordon et al. Nucleonics, **24**, No. 12, 62 (1966).
15. A. Whal et al. Proc. of the Second Sympos. on the Phys. and Chem. of Fission. SM 122/116, Vienna, 1969, p. 813.
16. C. Coryell et al. Canad. J. Chem., **39**, 646 (1961).
17. В. М. Вдовенко, А. С. Кривохатский, Н. В. Сквородкин. «Радиохимия», **13**, 416 (1971).
18. О. М. Лилова, Б. К. Преображенский. «Радиохимия», **2**, 728 (1960).
19. W. Gummert, G. Milton. J. Inorg. Nucl. Chem., **20**, 6 (1971).
20. Ю. А. Зысин, А. А. Лбов, Л. И. Сельченко. Выходы продуктов деления и их распределение по массам. М., Госатомиздат, 1963.
21. H. Nakahara et al. J. Inorg. Nucl. Chem., **33**, 3239 (1971).
22. S. Whetstone, Jr. Phys. Rev., **131**, 1232 (1963).
23. J. Fraser et al. Bull. Amer. Phys. Soc., **8**, 370 (1963).
24. J. Terrell. Phys. Rev., **127**, 880 (1962).
25. H. Bouman et al. Phys. Rev., **126**, 2120 (1962).
26. T. Thomas, A. Vandenbosh. Phys. Rev., **133B**, 976 (1964).
27. T. Thomas, A. Vandenbosh. Bull. Amer. Phys. Soc., **7**, 37 (1962).