

Рис. 1. Накопление Pu^{238} при различных режимах облучения U^{235} нейтронным потоком, нейтр/см²·сек:
1 — 10^{13} ; 2 — 10^{14} ; 3 — 10^{15} ; 4 — 10^{16} .

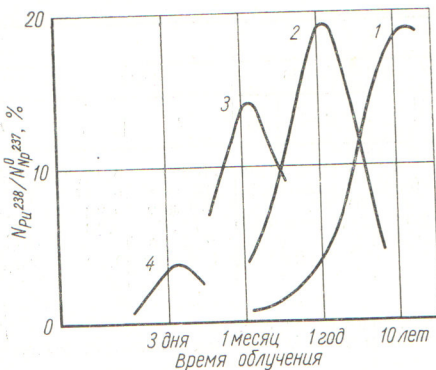


Рис. 2. Накопление Pu^{238} при различных режимах облучения Np^{237} нейтронным потоком, нейтр/см²·сек:
1 — 10^{13} ; 2 — 10^{14} ; 3 — 10^{15} ; 4 — 10^{16} .

$= t_{opt}$, причем при использовании потоков больше 10^{14} нейтр/см²·сек накопление меньше, чем при $\nu v = 10^{13} - 10^{14}$ нейтр/см²·сек. При этом в отличие от облучения U^{235} конечные продукты содержат значительное количество исходного изотопа Np^{237} , который может быть регенерирован. Изотоп Np^{238} практически находится в равновесии с Np^{237} .

Поступило в Редакцию 8/VI 1967 г.

Результаты подобного расчета образования Pu^{238} из Np^{237} приведены в табл. 3 и на рис. 2. Поскольку длительность облучения в данном случае меньше, чем при облучении U^{235} , то необходимо учитывать накопление Np^{238} на момент окончания облучения. Распад Np^{238} после облучения приводит к образованию дополнительного количества Pu^{238} . Суммарный выход ядер с массовым числом 238 практически определяется интегральным потоком, который в оптимуме составляет $\sim 3,4 \times 10^{21}$ нейтр/см². Как видно из рис. 2, накопление Pu^{238} проходит без ярко выраженного максимума при $t =$

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бенглич, Доклад № 809, представленный США на Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955).
2. С. Темпсон, М. Муга, Доклад № 825, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
3. R. Van Wye, J. Beckerley, Nucleonics, 9, No. 4, 17 (1951).

Гамма-спектрометрический анализ осколков деления урана ионами неона

С. А. КАРАМЯН, Я. ЛИПТАК, Ю. Ц. ОГАНЕСЯН, Ю. Э. ПЕНИОНЖРЕВИЧ, Я. УРБАНЕЦ

УДК 539.173.17:539.173.8

Измерение распределений осколков деления тяжелых ядер по массам и зарядам дает важную информацию о механизме процесса деления. Особый интерес представляет выяснение зависимости вида массового и зарядового распределений от энергии возбуждения, параметра Z^2/A и квантовых характеристик делящегося ядра. Для получения этой информации в качестве частиц, вызывающих деление, целесообразно использовать тяжелые ионы, так как в этом случае легко получить делящиеся составные ядра в очень широком диапазоне Z^2/A и энергии возбуждения. Однако в настоящее время очень мало проведено экспериментов по измерению массовых и зарядовых распределений осколков деления из реакций с тяжелыми ионами.

Массовые распределения, полученные в работах [1—3], при помощи методики регистрации парных энергий осколков измерены до сравнительно небольших значений асимметрии деления, в то время как основной интерес представляет поведение «хвостов» массового распределения. Массовое распределение осколков в области его резкого спада при большой асимметрии деления можно измерять радиохимическим способом. Однако до настоящего времени из-за трудоемкости этого метода измерено только два мас-

совых и зарядовых распределения осколков [4, 5] в реакциях $Au^{197}(C^{12}, f)$ и $U^{238}(Ne^{22}, f)$.

В работе [6] показано, что, используя для γ -спектроскопии осколков Ge(Li)-детектор с высоким разрешением, можно выделять в γ -спектре всех осколков γ -линии, принадлежащие тому или иному изотопу, не прибегая к химическому разделению продуктов деления. Это обстоятельство позволяет надеяться на возможность измерения массового и зарядового распределения осколков деления путем измерения общего γ -спектра всех продуктов реакции деления. Осуществление такой возможности позволило бы упростить процедуру измерения массовых распределений по сравнению с радиохимической методикой без существенного ухудшения точности и чувствительности к изотопам, имеющим малый выход в реакции деления.

Для проверки высказанных соображений была принята попытка измерить γ -спектрометрическим способом массовое распределение осколков деления в реакции $U^{238}(Ne^{22}, f)$ при той же энергии частиц, что и в работе [5]. При использовании частиц одинаковой энергии имелась возможность сравнить полученные данные с ранее измеренными.

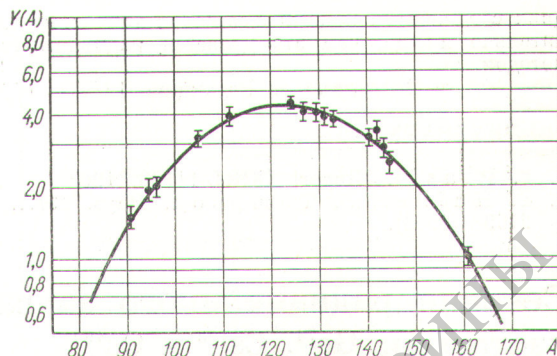
Опыт заключался в накоплении осколков деления из реакции $U^{238}(Ne^{22}, f)$ и регистрации γ -излучения продуктов этой реакции на полупроводниковом γ -спектрометре. Облучение проводилось на внутреннем пучке циклотрона У-300 Объединенного института ядерных исследований. Алюминиевая наклонная мишень, конструкция которой описана в работе [7], облучалась пучком ионов Ne^{22} с энергией 150 Мэв и током пучка ~ 40 мка. Вследствие значительной толщины слоя урана (~ 10 мг/см²) большая часть осколков деления, возникших в мишени, тормозилась в делящемся веществе, которое в дальнейшем механическим путем удалялось с подложки и помещалось в специальный алюминиевый контейнер.

Гамма-излучение изготовленного таким образом источника регистрировалось полупроводниковым γ -спектрометром. Дрейфовый Ge (Li)-детектор γ -излучения имел энергетическое разрешение ~ 4 кэв при значительном объеме чувствительной области (12,5 см³). Это позволило измерить γ -спектры осколков в широком энергетическом интервале (100—3000 кэв) в различное время после окончания облучения (минимум через 2 ч и максимум через 30 дней после облучения). Полученные спектры обрабатывались с целью идентификации пиков, принадлежащих различным изотопам — продуктам реакции деления урана ионами неона. Спектры были чрезвычайно сложные, с большим числом пиков, которые в некоторых случаях накладывались один на другой; картина была особенно сложной в области энергий ниже 500 кэв.

Изотопы, γ -излучение которых идентифицировано в измеренных спектрах

Изотоп	Линии, кэв	Выход изотопа, отн. ед.	Выход массы, отн. ед.
Sr ⁹¹	1025	0,85±0,07	1,50±0,15
	930		
Zr ⁹⁵	757	1,35±0,13	1,95±0,20
	750		
Ru ¹⁰⁵	725	2,6±0,2	3,2±0,2
	670		
Pd ¹¹²	615	2,10±0,15	3,9±0,2
	2084		
Sb ¹²⁴	1692	1,7±0,1	4,5±0,2
	646		
Sb ¹²⁷	603	2,30±0,15	4,1±0,3
	771		
I ¹³⁰	535	1,5±0,1	4,1±0,3
I ¹³¹	364	2,8±0,2	3,9±0,3
I ¹³³	526	1,6±0,1	3,8±0,3
La ¹⁴⁰	1597	1,00±0,07	3,2±0,2
La ¹⁴²	640	0,95±0,10	3,4±0,3
Ce ¹⁴³	722	2,3±0,2	2,9±0,2
	565		
Ce ¹⁴⁴	2181	1,6±0,2	2,5±0,3
	1175		
Tl ¹⁶⁰	965	0,40±0,04	1,0±0,1
	877		

В таблице приведены изотопы, линии которых были найдены в спектрах и однозначно приписаны этим изотопам. По интенсивности этих линий (с поправкой



Массовое распределение осколков деления в реакции $U^{238}(Ne^{22}, f)$ при энергии бомбардирующих частиц 150—120 Мэв:

— массовое распределение, взятое из работы [5]; ● — значения, полученные в настоящей работе.

на относительную эффективность детектора, временной фактор и выход γ -квантов на один акт β -распада данного изотопа) были вычислены значения сечений выхода этих изотопов в реакции $U^{238}(Ne^{22}, f)$ в относительных единицах. Используя универсальную функцию зарядового распределения изобар для этой реакции, полученную в работе [5], было построено массовое распределение осколков деления урана ионами Ne^{22} с энергией 150—120 Мэв. (Широкий диапазон энергии пучка связан с большой толщиной мишени в направлении пучка.)

На рисунке приведено полученное распределение в сравнении с данными работы [5]. Ошибки для экспериментальных точек, указанные на рисунке, связаны со статистической точностью определения интенсивности линий и комптоновского фона под пиками. Как видно из рисунка, полученные данные хорошо согласуются с результатами работы [5], что свидетельствует о перспективности используемого метода для получения массовых распределений осколков деления в реакциях с тяжелыми ионами.

Однако нам не удалось измерить выход очень легких и очень тяжелых осколков, так как этот выход невелик. Кроме того, число идентифицированных нами изотопов ограничено, поэтому нельзя было проверить функцию зарядового распределения изобар. Эти трудности связаны прежде всего с тем, что приготовленный описанным выше способом источник содержал не только осколки деления, но и легкие радиоактивные изотопы — продукты прямых реакций срыва и подхвата нуклонов ядром бомбардирующей частицы, а также продукты реакций на ядрах вещества подложки (алюминий). В спектрах были обнаружены энергичные интенсивные γ -линии, принадлежащие, например, изотомам Na^{24} , V^{48} , Sc^{46} . Присутствие этих линий в значительной степени увеличило уровень комптоновского фона в спектре при энергии ниже 1 Мэв, а это привело к тому, что большинство слабых γ -линий осколков деления оказались неразличимыми на этом фоне.

Авторы считают, что при постановке опыта, обеспечивающего чистоту источника от фоновых активностей, прибегая в случае необходимости к грубому простейшему химическому разделению осколков деления, можно измерять описанным методом массовые и зарядовые распределения осколков деления в реак-

циях с тяжелыми ионами с высокой точностью и значительно проще, чем это делается радиохимическим методом.

Поступило в Редакцию 12/VII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Plasil. Report UCRL-11193, 1963.
 2. E. Haines, S. Thompson. Phys. Rev., 131, 2169 (1963).

3. F. Plasil et al. Phys. Rev., 142, 696 (1966).
 4. H. Blann. Phys. Rev., 123, 1356 (1961).
 5. I. Zvara. Proceedings of the Third Conference on Reactions between Complex Nuclei. April 1963. University California Press, 1963.
 6. D. Camp, G. Armantrout. Preprint UCRL-12245, SM-61/33, 1965.
 7. В. А. Друин и др. Препринт ОИЯИ Р-1580, 1964.

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов изотопами Ge^{74} , Cs^{133} и Os^{192}

В. А. ТОЛСТИКОВ, В. П. КОРОЛЕВА, В. Е. КОЛЕСОВ, А. Г. ДОВБЕНКО

УДК 539.17.02

В настоящей работе приведены результаты измерений сечений радиационного захвата нейтронов с энергией 0,2—3 Мэв изотопами Ge^{74} , Cs^{133} и Os^{192} . При измерениях использовался метод, описанный в работах [1, 2]. Источником быстрых нейтронов служила реакция $T(p, n) He^3$, осуществляемая на ускорителе Ван де Граафа. В качестве монитора потока нейтронов применялась камера деления с U^{235} . Наведенная активность измерялась торцовыми β -счетчиками. Отношение эффективностей счетных устройств определялось в дополнительном эксперименте при одновременном облучении камеры деления и образца исследуемого изотопа потоком тепловых нейтронов. Наведенная активность измерялась теми же β -счетчиками, которые использовались для измерения активности, наведенной быстрыми нейтронами.

Для вычисления по экспериментальным данным сечений радиационного захвата использовались следующие опорные сечения: сечение захвата тепловых нейтронов в Ge^{74} , равное $0,45 \pm 0,20$ барн [3]; сечение захвата тепловых нейтронов в Cs^{133} с образованием

изомера Cs^{134m} ($T_{1/2} = 2,9$ ч), равное $2,6 \pm 0,2$ барн [4]; сечение захвата тепловых нейтронов в Os^{192} с образованием активности с $T_{1/2} = 31$ ч, равное $1,6 \pm 0,4$ барн [5]; сечение деления U^{235} тепловыми нейтронами — $577,1 \pm 0,9$ барн [6]. Сечения деления U^{235} быстрыми нейтронами были взяты из работы [7].

Результаты измерений приведены на рис. 1—3. Указанные на рисунках ошибки включают в себя ошибки эксперимента и погрешности в сечениях U^{235} нейтронами соответствующих энергий. Вертикальными стрелками указаны положения возбужденных уровней ядермишенной, горизонтальными — типичные значения разброса энергий нейтронов, облучающих образцы соответствующих изотопов.

Результаты измерений для $Cs^{133}(n, \gamma)Cs^{134m}$ и $Os^{192}(n, \gamma)Os^{193}$ публикуются впервые. В пределах ошибок наши данные по сечениям радиационного захвата быстрых нейтронов в Ge^{74} согласуются с результатами работы [8] и существенно отличаются от данных, приведенных в работах [9, 10].

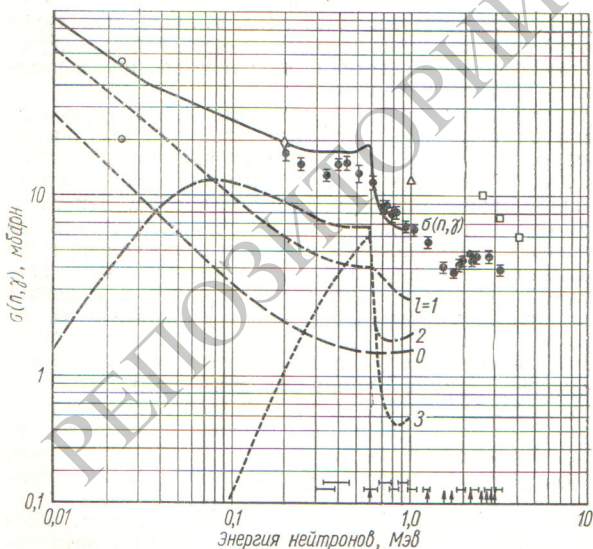


Рис. 1. Результаты измерений сечений радиационного захвата быстрых нейтронов в Ge^{74} :

● — данные настоящей работы; ◇ — [8]; △ — [9]; □ — [10]; ○ — [11]; ⊙ — [12].

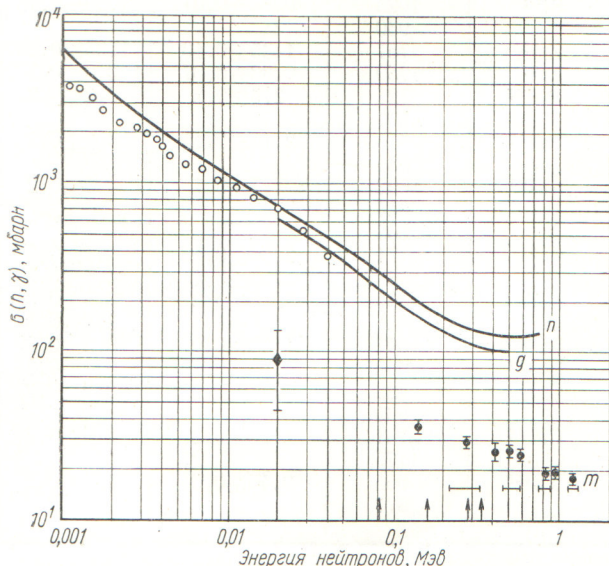


Рис. 2. Результаты измерений сечений образования изомера

Cs^{134} в реакции $Cs^{133}(n, \gamma)Cs^{134m}$:

● — данные настоящей работы; ○ — [13]; ◆ — [14].