

## Отношение вероятностей тройного деления $U^{235}$ и $U^{238}$ нейтронами с различной энергией

Л. В. Дранчинский, С. С. Коваленко, К. А. Петржак, И. П. Тютюгин

К настоящему времени наиболее полно изучены спонтанное тройное деление и деление тепловыми нейтронами. При изучении тройного деления быстрыми нейтронами возникает ряд трудностей, вызванных малой вероятностью этого процесса, незначительными по величине сечениями деления и большим числом заряженных частиц, возникающих в результате ядерных реакций ( $n, p$ ), ( $n, \alpha$ ). Кроме того энергии образующихся  $\alpha$ -частиц при облучении нейтронами с энергией 14 Мэв почти всех элементов достигают 20 Мэв, т. е. перекрывают основную часть спектра  $\alpha$ -частиц тройного деления. В связи с этим тройное деление быстрыми нейтронами мало изучено. Известно, что при спонтанном делении некоторых тяжелых ядер вероятность тройного деления составляет  $\sim 1/350$ , при делении тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией 1 Мэв вероятность уменьшается до  $\sim 1/500$  [1]. В работах [2, 3] методом фотоэмulsion определено, что вероятность тройного деления нейтронами с энергией 14 Мэв уменьшается более чем в два раза по сравнению с вероятностью при делении тепловыми нейтронами и составляет  $\sim 1/1200$ . Изучение зависимости вероятности тройного деления от энергии возбуждения делящегося ядра имеет большое значение для понимания механизма тройного деления, поскольку оно дает возможность получить сведения о канальных явлениях. В связи с этим были проведены опыты по определению зависимости вероятности тройного деления от энергии возбуждения. В качестве детектора длиннопробежных  $\alpha$ -частиц использовался кристалл CsJ (Tl) диаметром 40 мм.

Схема взаимного расположения мишени с делящимся веществом, камеры для регистрации осколков и кристалла для регистрации  $\alpha$ -частиц приведена на рис. 1. На алюминиевую фольгу методом вжигания до толщины 2 мг/см<sup>2</sup> наносились  $U^{235}$  и  $U^{238}$ . Осколки регистрировались двухэлектродной ионизационной камерой, наполненной аргоном до давления 1000 мм рт. ст.

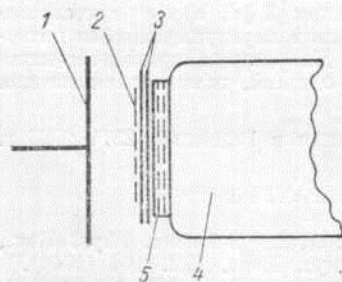
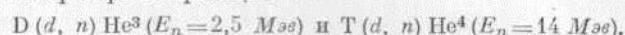


Рис. 1. Схема взаимного расположения детекторов и мишени: 1 — собирающий электрод камеры для регистрации осколков; 2 — мишень из делящегося вещества; 3 — подложка мишени и дополнительная алюминиевая фольга; 4 — фотоумножитель ФЭУ-13; 5 — кристалл CsJ (Tl).

Длиннопробежные  $\alpha$ -частицы, пройдя сквозь подложку и дополнительную алюминиевую фольгу, служившую для дискриминации  $\alpha$ -частиц естественной радиоактивности урана (толщина всех фольг 6 мг/см<sup>2</sup>), попадали в кристалл CsJ (Tl). Толщина кристалла (0,5 мм) была достаточной для остановки  $\alpha$ -частиц с энергией до 25 Мэв. Таким образом детектирование как оскол-

ков деления, так и  $\alpha$ -частиц осуществлялось в телесном угле, близком к  $2\pi$ . Облучение производилось быстрыми нейтронами, полученными на нейтронном генераторе из реакций



Медленные нейтроны были получены замедлением нейтронов с энергией 2,5 Мэв в парафине. Опыты показали, что при работе с нейтронами с энергией 14 Мэв с описанным  $\alpha$ -детектором можно получить приемлемые скорости счета тройных делений (15—20 делений/ч). При этом дискриминация по энергии в  $\alpha$ -канале составляла 7—8 Мэв.

Тройные деления идентифицировались по совпадению  $\alpha$ -частица — осколок с помощью схемы совпадений с разрешающим временем 1 мксек. Кроме того импульсы от схемы совпадений управлял работой многоканального амплитудного анализатора, служившего для измерений спектра  $\alpha$ -частиц. Это позволяло дополнительно контролировать правильность идентификации тройных делений по спектру длиннопробежных  $\alpha$ -частиц. Были получены качественные спектры  $\alpha$ -частиц при делении медленными нейтронами и нейтронами с энергией 2,5 и 14 Мэв. Форма спектров и положение максимумов согласуются с имеющимися в литературе данными [1]. Так как скорость счета тройных делений невысока, особое внимание обращалось на временную стабильность аппаратуры. Стабильность работы камеры контролировалась по величине амплитуды импульсов от  $\alpha$ -частиц естественной радиоактивности исследуемого изотопа урана. Для контроля стабильности  $\alpha$ -счетчика на обращенную к кристаллу сторону дополнительной фольги было нанесено небольшое количество  $U^{233}$ . Стабильность проверялась по положению  $\alpha$ -линии  $U^{233}$  периодическим измерением спектра многоканальным анализатором и была не хуже 2%. Фон случайных совпадений составлял при работе с медленными нейтронами 10—3%, с нейтронами с энергиями 2,5 и 14 Мэв 0,1 и 30—40% от общего числа совпадений соответственно.

Результаты измерений приведены в таблице.

### Результаты изучения тройного деления $U^{235}$ и $U^{238}$ нейтронами с различной энергией

Изотоп	Энергия нейтронов					
	Медленные		2,5 Мэв		14 Мэв	
	$N_{тр}$	$\frac{N_{тр}^*}{N_{дв}} \times 10^5$	$N_{тр}$	$\frac{N_{тр}}{N_{дв}} \times 10^5$	$N_{тр}$	$\frac{N_{тр}}{N_{дв}} \times 10^5$
$U^{235}$	529	$60,7 \pm 3,0$	710	$57,5 \pm 2,2$	505	$60,5 \pm 3,6$
$U^{238}$	—	—	173	$22,0 \pm 1,7$	444	$26,6 \pm 1,9$

\*  $N_{тр}$  и  $N_{дв}$  — общее число зарегистрированных тройных и двойных делений.

Таким образом, получены следующие отношения вероятностей тройного деления:

$$\frac{W_{E_n=2,5 \text{ Мэв}}}{W_{\text{медл}}} = 0,95 \pm 0,08; \quad \frac{W_{E_n=14 \text{ Мэв}}}{W_{\text{медл}}} = 1,0 \pm 0,1;$$

$$\frac{W_{E_n=14 \text{ Мэв}}}{W_{E_n=2,5 \text{ Мэв}}} = 1,21 \pm 0,17.$$

Различия в значениях  $\frac{N_{\text{ТР}}}{N_{\text{ДВ}}}$ ,  $\times 10^5$  для  $U^{235}$  и  $U^{238}$  связаны с тем, что дискриминация по энергии в  $\alpha$ -канале в опытах с  $U^{238}$  была выше, чем в случае  $U^{235}$ .

Полученные данные показывают, что при делении медленными нейтронами и нейтронами с энергиями 2,5 и 14 Мэв в пределах ошибки эксперимента вероятность тройного деления не изменяется. В связи с тем, что эти данные расходятся с результатами работ [2, 3], были проведены дополнительные опыты с целью выяснения возможности регистрации в условиях настоящего эксперимента других реакций, дающих истинные совпадения. Единственной реакцией, которая могла бы дать такие совпадения при работе с нейтронами энергии 14 Мэв, является реакция  $(n, \alpha)$ . В этом случае истинное совпадение возможно тогда, когда в осколочной камере регистрируется ядро отдачи, а в  $\alpha$ -счетчик попадает соответствующая ему  $\alpha$ -частица. Так как спектр ядер отдачи силовой с резким спадом в сторону высоких энергий, то вероятность совпадений, связанных с  $(n, \alpha)$ -реакцией, должна сильно зависеть от дискриминации в осколочной камере и в  $\alpha$ -счетчике. Кроме того ядра отдачи со значительной энергией могут возникнуть только при реакциях с легкими ядрами. Следовательно, в отсутствие урановой мишени число совпадений за счет  $(n, \alpha)$ -реакции должно быть практически таким же, как и с мишенью. Экспериментальное исследование показало, что отношение вероятностей тройного деления не зависит от дискриминации как в осколочной камере, так и в  $\alpha$ -счетчике и что число истинных совпадений без урановой мишени составляет менее 1% от общего числа совпадений.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные о зависимости вероятности тройного деления от энергии возбуждения. На этом рисунке приведены данные, полученные в настоящей работе. Абсолютное значение вероятности деления медленными нейтронами взяты из работы [1]. На основании этих данных можно сде-

лать вывод, что вероятность тройного деления неизменна для различных каналов двойного деления. Это отражает, по-видимому, неадиабатичность процесса тройного деления. Уменьшение вероятности

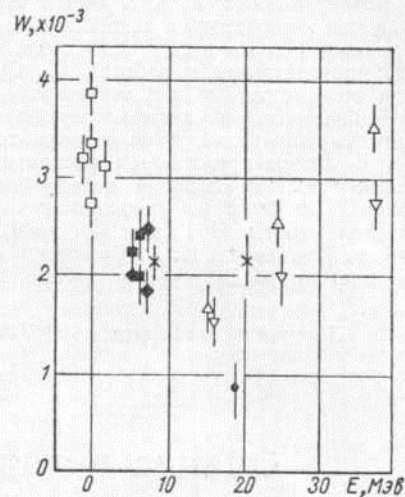


Рис. 2. Зависимость вероятности тройного деления от энергии возбуждения составного ядра. Данные работ:  $\times$  — настоящей;  $\square$ ,  $\blacklozenge$  — [1];  $\bullet$  — [2];  $\triangle$ ,  $\nabla$  — [4].

тройного деления тепловыми нейтронами по сравнению с вероятностью при спонтанном делении может быть обусловлено влиянием барьера деления, а не влиянием различных каналов деления.

Поступило в Редакцию 24/VI 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Nobles. Phys. Rev., 126, 1508 (1962).
2. Н. А. Перфилов, З. И. Соловьева, Р. А. Филов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 41, 11 (1960).
3. Н. А. Перфилов, З. И. Соловьева, Р. А. Филов. «Атомная энергия», 14, 575 (1963).
4. J. A. Coleman. Dissertation. University of Washington, 1962.

УДК 543.53:546.48.02

## Сечение активации $Cd^{108}$ тепловыми нейтронами

А. Г. Беда, Л. Н. Кондратьев, Е. Ф. Третьяков

Методом сравнения активностей  $Cd^{109}$  и  $Cd^{115}$ , образующихся при облучении образца кадмия в течение 100 ч в тяжеловодном реакторе ИТЭФ измерено сечение активации  $Cd^{108}$  тепловыми нейтронами.

Для работы применялся образец следующего изотопного состава:

Массовое число								
изотопа	. . .	106	108	110	111	112	113	114 116
Содержание								
изотопа, %	. . .	0,8	49,8	9,5	6,4	12,3	5,0	12,8 3,4

Измерения проводились на безжелезном  $\beta$ -спектрометре [1], аналогичном описанному ранее в работе [2], через 207 ч после окончания облучения, при этом в образце оставались практически только нужные активности. Измеренное отношение активностей с учетом коэффициентов конверсии составляло  $\frac{A_{109}}{A_{115}} = 1,17$ .

Зная схемы распада  $Cd^{109}$  и  $Cd^{115}$  [3] и сечение образования метастабильного состояния  $Cd^{115}$  ( $\tau =$