

4-67  
96

23



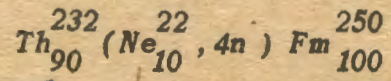
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

---

Е.Д. Донец, В.А. Карнаухов, Г. Кумпф, Б.А. Гвоздев, Ю.Т. Чубурков

P-896

ИЗУЧЕНИЕ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

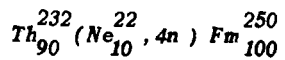


МЭТФ, 1962, т43, в 1, с 11-15.

Е.Д. Донец, В.А. Карнаухов, Г. Кумпф, Б.А. Гвоздев, Ю.Т. Чубурков

P-898

ИЗУЧЕНИЕ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ



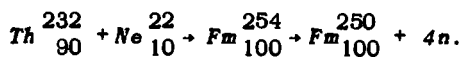
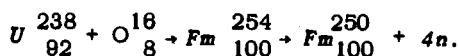
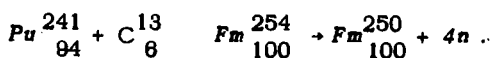
Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## 1. Введение

Работа посвящена изучению особенностей образования трансурановых элементов в ядерных реакциях с многозарядными ионами. Одной из наиболее существенных частей этой задачи является выяснение причин, приводящих к различным сечениям образования одинаковых изотопов в реакциях, идущих через одни и те же составные ядра, которые получаются, однако, разными путями, т.е. при различных комбинациях бомбардирующих частиц и мишеней<sup>1/</sup>.

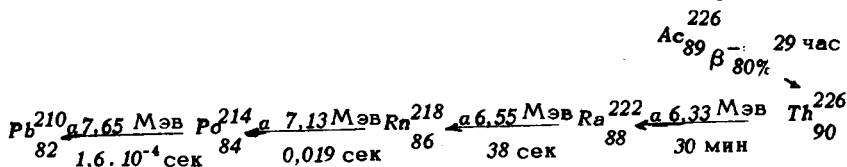
Наиболее целесообразным для этой цели представляется получение изотопа  $Fm^{250}_{100}$ . Этот изотоп образуется в трех аналогичных реакциях:



$Fm^{250}_{100}$  хорошо изучен и удобен для регистрации по  $\alpha$ -активности ( $T_{1/2} = 30$  мин,  $E_{\alpha} = 7,43$  Мэв). Исследование первых двух реакций выполнено в работах 1/2, 2/1, 3/3, третья же реакция изучалась в настоящей работе.

## 2. Методика эксперимента

В предварительных опытах по облучению ториевых мишеней ионами  $Ne^{22}_{10}$  было обнаружено, что со значительным выходом идут реакции, приводящие к образованию нескольких изотопов актиния:  $Ac^{226}_{89}$ ,  $Ac^{225}_{89}$ ,  $Ac^{224}_{89}$ ,  $\alpha$ -активность рядов, родоначальниками которых являются эти изотопы, создала ряд трудностей при изучении реакции с выходом  $Fm^{250}$ . Основная из этих трудностей связана с фоном в области 7,43 Мэв из-за низкоэнергетичного "хвоста" интенсивной линии  $Po^{214}_{84}$  (7,65 Мэв), получающегося в результате распада  $Ac^{226}_{89}$ :



Реакция с образованием  $\text{Ac}^{226}$  имеет поперечное сечение порядка нескольких микробарн уже вблизи кулоновского барьера. С увеличением энергии  $\text{Ne}^{22}$  сечение быстро растет. Была сделана попытка отделить  $\text{Fr}^{250}$  от  $\text{Ac}$ , используя различие в пробегах ядер. Однако, оказалось, что для ядер актиния составляющая импульса в направлении пучка не сильно отличается от импульса составного ядра<sup>х)</sup>. Это заставило нас использовать химические методы выделения фермия в сочетании с применением  $\alpha$ -спектрометра с высоким энергетическим разрешением.

Облучение производилось на внутреннем пучке 300 см циклотрона. В основном использовались мишени из металлического тория толщиной 2-2,6 мг/см<sup>2</sup>. Для отделения продуктов реакций от вещества мишени применялся метод собирания ядер отдачи. В качестве сборника использовалась серебряная фольга (3  $\mu$ ). Ток ионов  $\text{Ne}^{22}$  был ~ 1-1,5  $\mu\text{A}$ ; время облучения - около 1 часа. Для изменения энергии пучка перед мишенью помещались алюминиевые поглотители соответствующей толщины<sup>/4/</sup>.

Экспрессная химическая переработка сборников ядер отдачи с максимально возможным отделением от фоновых активностей была основана на экстракции фермия теноилтрифторацетоном (ТТА). Проводилось две экстракции: при рН ~ 2,5 и рН ~ 3,5. После этого атомы фермия выделялись из органической фазы путем электроосаждения на анод (золото). Отделение от вещества сборника ( $\text{Ag}$ ) происходило во время экстракции (до уровня 1%) и при электроосаждении, так как серебро выделялось на катоде. В результате получался чрезвычайно тонкий слой с фермием. Для определения химического выхода  $\text{Fr}$  использовалась добавка  $\text{Sr}^{242}$  к исходному раствору. В различных опытах выход составлял ~ 50%. Все операции химической обработки занимали 12-15 мин.

Измерение  $\alpha$ -спектров продуктов реакций производилось на ионизационной камере с двумя сетками, которая наполнялась аргоном с небольшой добавкой ацетилен. Использование высокостабильной электронной аппаратуры позволило проводить длительные опыты с энергетическим разрешением 25-30 Кэв. Камера снабжена специальным шлюзом для быстрой транспортировки образца без смены газа в рабочем объеме.

<sup>х)</sup> Результаты детального изучения реакций, приводящих к образованию изотопов актиния, будут опубликованы отдельно.

Все подготовительные процедуры от конца облучения до начала измерений занимали обычно 30-35 мин, т.е. один период полураспада  $Fm^{250}$ .

### 3. Результаты опытов

Для проверки всей методики были предприняты эксперименты по измерению функции возбуждения для реакции  $U^{238}_{92} (O^{16}_8, 4n) Fm^{250}_{100}$ . Были получены данные, которые не противоречат значению сечения этой реакции в максимуме  $\sim 10^{-30} \text{ см}^2$ , что согласуется с данными работ /1/, /3/.

В ходе основных экспериментов по изучению реакции  $Th^{232}_{90} (Ne^{22}_{10}, 4n) Fm^{250}_{100}$  был получен и идентифицирован по энергии  $\alpha$ -частиц и периоду полураспада изотоп  $Fm^{250}$ .

Рис. 1 демонстрирует участок  $\alpha$ -спектра вблизи линии  $Fm^{250}$ . Слева и справа от основной линии имеются линии, связанные с распадом  $Rn^{218}$  и  $Po^{214}$ , интенсивность которых однако такова, что не мешает регистрации  $\alpha$ -распада  $Fm^{250}$ .

Открытыми кружками и штрихами дан спектр, снятый за первые 15 минут измерений после конца облучения; треугольниками и сплошными линиями дан суммарный  $\alpha$ -спектр, измеренный за 70 минут.

Фоновые линии, не мешая регистрации основной, дают в то же время хорошие калибровочные точки для определения энергии  $\alpha$ -частиц основной линии:  $E_\alpha = (7,440 \pm 0,020)$  Мэв. Это хорошо согласуется с табличным значением для  $Fm^{250}$  ( $E_\alpha = 7,43$  Мэв).

Рис. 2 демонстрирует распад  $\alpha$ -активности с энергией 7,44 Мэв. Экспериментальное значение периода полураспада - 33 мин, что также хорошо согласуется с табличным значением периода полураспада  $Fm^{250}$  ( $T_{1/2} = 30$  мин).

На рис. 3 изображена зависимость сечения образования  $Fm^{250}_{100}$  от энергии налетающих ионов  $Ne^{22}_{10}$  (в лабораторной системе). Указанные на рисунке ошибки являются статистическими. Из-за значительного роста сечения образования  $As^{226}$  при энергиях выше 120 Мэв оказалось возможным получить лишь верхнюю границу для сечения образования  $Fm^{250}$ .

Точность определения энергии ионов  $Ne^{22}_{10}$  не хуже 5 Мэв. Экспериментальная полуширина кривой  $\sim 11$  Мэв. Максимум сечения реакции  $Th^{232}_{90} (Ne^{22}_{10}, 4n) Fm^{250}_{100}$ , равный  $\sim 2,5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$ , достигается при энергии ионов  $Ne^{22}_{10} \sim 107$  Мэв.

При расчете величины поперечного сечения реакции принималось, что эффективная толщина  $Th^{232}_{90}$ , из которой вылетают ядра  $Fm^{250}_{100}$ , равна  $1 \text{ мг/см}^2$ . Это значение получено с использованием данных работы<sup>15/</sup>.

При проведении повторных опытов по измерению функции возбуждения были получены результаты, которые в пределах ошибок совпадают с приведенными.

### 3. Обсуждение

Из сравнения экспериментальных данных по сечениям образования  $Fm^{250}_{100}$  в реакциях  $Pu^{241}_{94} + C^{13}_6$ ;  $U^{238}_{92} + O^{16}_8$ ;  $^{1-3/}$  и  $Th^{232}_{90} + Ne^{22}_{10}$  можно сделать вывод о заметном падении величины сечения с увеличением массы бомбардирующей частицы (см. таблицу). Чем может быть вызвано это обстоятельство?

Как известно, сечение реакции с испарением 4-х нейтронов ( $\sigma_{4n}$ ) может быть представлено в виде:

$$\sigma_{4n} = \sigma_c(E) \left( \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right)^4 P_{4n}(E^*),$$

где  $\sigma_c(E)$  - сечение образования составного ядра,  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f}$  - среднее значение отношения нейтронной ширины к сумме нейтронной и делительной ширин,  $P_{4n}(E^*)$  - вероятность испарения четырех нейтронов из ядра при энергии возбуждения, соответствующей энергии иона равной  $E$ .

Очевидно, что произведение  $\sigma_c(E) P_{4n}(E^*)$  может изменяться при переходе от одной пары частица-мишень к другой. Это обусловлено тем, что одному и тому же значению сечения образования составного ядра будут соответствовать различные энергии возбуждения, т.е. разные величины  $P_{4n}(E^*)$ . Учет этого фактора не исчерпывает, однако, всей разницы экспериментальных сечений рассматриваемых реакций. В таблице приведены расчетные значения, которые получены с учетом изменения величины  $\sigma_c(E) P_{4n}(E^*)$ . Необходимые значения  $\sigma_c(E)$  взяты из работы<sup>16/</sup>.  $\Gamma_n / \Gamma_f$  взято постоянным и равным 0,12. Эта величина

рассчитана из экспериментального значения сечения для реакции  $Pu^{241} (C^{13}, 4n) Fm^{250}$  по приведенной выше формуле. Разница между расчетными и экспериментальными данными указывает на существование каких-то иных причин, приводящих к уменьшению сечения в случае более тяжелых бомбардирующих частиц.

Т а б л и ц а

Р е а к ц и я	$\sigma_{4n \text{ max}} \text{ эксп.}$	$\sigma_{4n \text{ max}} \text{ расч.}$ $\Gamma_n / \Gamma_f = 0,12$	$\Gamma_n / \Gamma_f \text{ эксп.}$
$Pu^{241}_{94} (C^{13}_6, 4n) Fm^{250}_{100}$	$6 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$	$6 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$	0,12
$U^{238}_{92} (O^{16}_8, 4n) Fm^{250}_{100}$	$1 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$	$3 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$	0,09
$Th^{232}_{90} (Ne^{22}_{10}, 4n) Fm^{250}_{100}$	$0,25 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$	$2 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$	0,07

В работе Пик-Пичака Г.А. /7/ показано, что делительная ширина  $\Gamma_f$  зависит от углового момента ядра. Не исключено, что отмеченное выше уменьшение сечения в какой-то мере связано с ростом вероятности деления составного ядра, так как при переходе к более тяжелым ионам увеличивается угловой момент системы. Если встать на такую точку зрения, то достаточно в общем незначительного изменения  $\Gamma_n / \Gamma_f$ , чтобы объяснить экспериментальные данные. В последнем столбце таблицы показаны значения  $\Gamma_n / \Gamma_f$ , которые получаются по формуле для  $\sigma_{4n}$  из экспериментальных значений сечений.

Проведенные нами качественные оценки влияния увеличения углового момента показывают, однако, что этот фактор может объяснить лишь небольшую (~2 раза) часть эффекта падения  $\sigma_{4n}$  при переходе от  $C^{13}$  к  $Ne^{22}$ . Есть еще два обстоятельства, которые могут вызвать отмеченный ход сечения реакций:

а) возможно, что в процессе соударения ядра деформируются в кулоновских полях. Это приведет к увеличению кулоновского барьера и, следовательно, к снижению величины  $\sigma_c(E) P_{4n}(E^*)$ .

б) возможно, что в момент соударения двух ядер возбуждаются колебания системы, которые увеличивают вероятность деления до испускания первого нейтрона. Можно ожидать, что при использовании более тяжелой бомбардирующей частицы эти колебания будут сильнее. Пока что нет оснований предпочесть любую из этих возможностей, так как детальные расчеты отсутствуют.

Авторы благодарны проф. Г.Н. Флерову за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения в группе эксплуатации за обеспечение бесперебойной работы циклотрона.

Авторы также считают своим долгом выразить благодарность А.А. Воробьеву, Б.Н. Беляеву и Г.Е. Кочарову за обсуждения в период разработки ионизационного  $\alpha$ -спектрометра.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.В. Волков, Л.И. Гусева, Б.Ф. Мясоедов, Н.И. Тарантин, К.В. Филиппова. ЖЭТФ, 37, 1207 (1959).
2. T. Sikkeland, S.G. Thompson, A. Ghiorso. Phys. Rev. 112, 543 (1958).
3. В.П. Перелыгин, Е.Д. Донец, Г.Н. Флеров. ЖЭТФ, 37, 1558 (1959).
4. L.C. Northcliffe. Phys. Rev. 120, 1744 (1960).
5. J.M. Alexander, L.M. Winsberg. Phys. Rev. 121, 524 (1961).
6. T. Darrah Thomas. Phys. Rev. 116, 703 (1959).
7. Г.А. Пик-Пичак. ЖЭТФ, 34, 4341 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 января 1962 года.



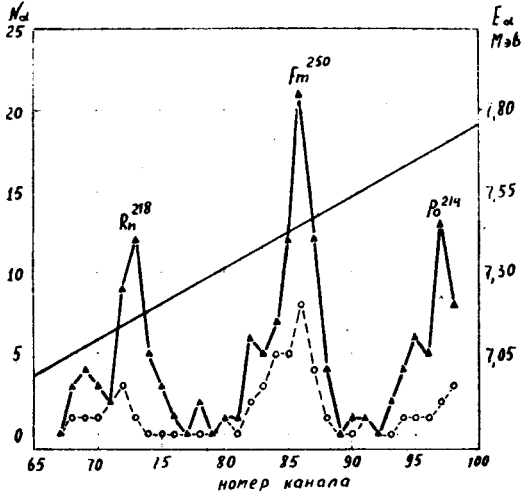


Рис. 1. Участок  $\alpha$  - спектра продуктов реакции  $Th^{232} + Ne^{22}_{10}$ . Открытыми кружками и штрихами дан спектр, полученный за первые 15 мин измерений после облучения; треугольниками и сплошными линиями - за 70 минут измерений. Дана прямая калибровки энергии  $\alpha$  -частиц.

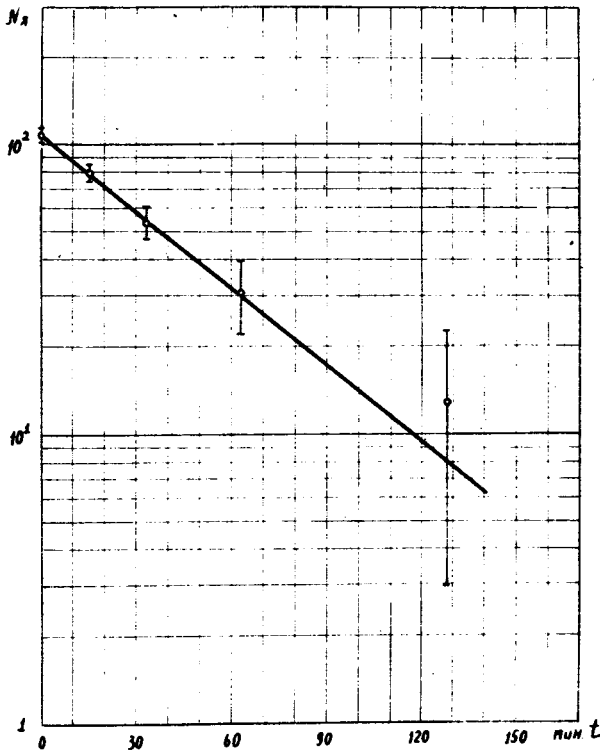


Рис. 2. Распад излучателя  $\alpha$  -частиц с энергией 7,44 МэВ.

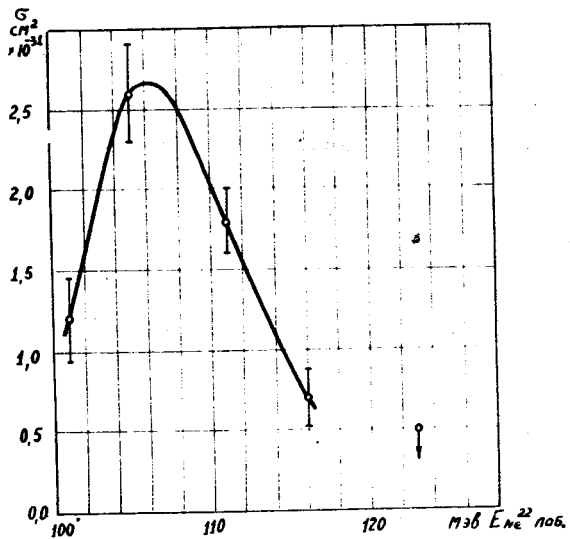


Рис. 3. Зависимость сечения реакции  
 ${}_{90}^{232}\text{Th}({}_{10}^{22}\text{Ne})_{10}^{4n}{}_{100}^{250}\text{Fm}$   
 от энергии ионов неона.