

© 341.2 г
А-267

10/ix-7

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

32.99/2-73



P7 - 7189

А.Г.Артюх, В.В.Волков, Г.Ф.Гриднев,
А.С.Ильинов, В.Л.Михеев

О ВОЗМОЖНОСТИ СИНТЕЗА ИЗОТОПОВ
ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В РЕАКЦИЯХ
НЕПОЛНОГО СЛИЯНИЯ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P7 - 7189

А.Г.Артюх, В.В.Волков, Г.Ф.Гриднев,
А.С.Ильинов, В.Л.Михеев

**О ВОЗМОЖНОСТИ СИНТЕЗА ИЗОТОПОВ
ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В РЕАКЦИЯХ
НЕПОЛНОГО СЛИЯНИЯ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ**

Направлено в ЯФ

1. Введение

В реакциях с тяжелыми ионами изотопы трансуранических элементов /ТУЭ/ могут быть получены:

1/ путем полного слияния иона с тяжелым ядром-мишенью с последующим снятием возбуждения испарением нейтронов и испусканием гамма-квантов;

2/ путем полного слияния наиболее тяжелых ионов, таких как Xe , U , с тяжелыми ядрами и образования изотопов ТУЭ как осколков деления;

3/ путем неполного слияния иона с ядром-мишенью в реакциях передачи нуклонов.

Именно первым путем были получены известные к настоящему времени наиболее тяжелые элементы с атомными номерами $Z = 102-105$ ^{1/}.

Второй путь начал обсуждаться в литературе в связи с предсказаниями ^{2,3/} существования "острова стабильности" ядер в районе $Z = 110-114$ и числа нейтронов $N = 184$. Эти ядра обладают значительно большим нейтронным избытком, чем известные стабильные ядра. Поэтому в реакциях полного слияния ядро с $Z = 110-114$ и $N = 184$ получить невозможно. В работе ^{4/} было высказано предположение о возможности получения сверхтяжелых ядер в реакциях слияния специально подобранных комбинаций ядер типа $Th_{90}^{232} + Ge_{32}^{76}$ с переходом к ядрам в области $Z = 114$ путем цепочки быстрых α -распадов. Но даже без учета испарения нейтронов из возбужденных составных ядер этим путем можно прийти к ядру с $Z = 114$ лишь при $N < 184$. Поскольку границы области существования сверхтяжелых ядер могут оказаться довольно узкими как по N , так и по Z , этот путь их получения может оказаться неэффективным.

Впервые на возможность получения ТУЭ в реакциях с наиболее тяжелыми ускоренными ионами, такими как Xe , U , было указано в ^{15/}.

В ^{16/} были сделаны конкретные оценки сечений образования ТУЭ в реакциях деления с ионами Xe и U . В ^{17/} дан обзор первых экспериментов по синтезу сверхтяжелых элементов в реакциях с ионами Xe .

По образованию изотопов ТУЭ в реакциях неполного слияния имеются лишь стрывочные данные ^{18,9/}.

В наших работах ^{10-13/} получены данные по сечениям, энергетическим спектрам и изотопному составу легких продуктов реакций передачи нуклонов при облучении Th^{232} ионами Ne^{22} с энергией 172 Мэв и ионами Ar^{40} с энергиями 288 и 379 Мэв. Энергии даны для середины мишени толщиной ~ 3 мг/см².

На рис. 1 показаны полученные нами данные по полным сечениям образования легких продуктов реакций передач. В случае ионов Ar^{40} довольно большим является сечение образования даже изотопов бора $Z_0 - Z = 13$. Это означает возможность передачи на тяжелое ядро до ~ 30 нуклонов.

На основании полученных нами данных можно сделать оценки сечений образования изотопов ТУЭ в реакциях передачи на тяжелых ядрах-мишенях, поскольку имеется целый ряд указаний на двухтельный характер механизма реакций многонуклонных передач. Эти оценки представляют несомненный интерес для получения нейтроноизбыточных изотопов ТУЭ, ибо образование в реакциях передачи, например, с ионами Ar^{40} ядер S^{32} эквивалентно облучению мишени ядрами He^8 . Следует отметить, что опыты по прямому наблюдению изотопов ТУЭ в реакциях неполного слияния отличаются значительной трудоемкостью. Дело в том, что реакции многонуклонных передач сопровождаются возбуждением тяжелого ядра. Высокая делимость возбужденных ядер ТУЭ приводит к тому, что в результате конкуренции деления и испарения нейтронов остается неподелившейся лишь небольшая часть исходных тяжелых ядер.

Настоящая работа посвящена оценкам сечений образования элементов с $94 \leq Z \leq 100$ при облучении U^{238}

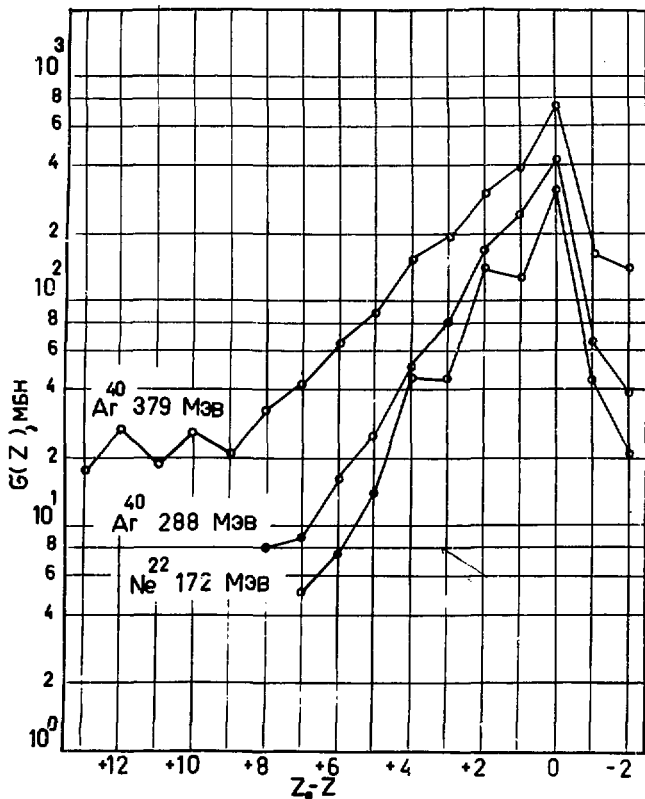


Рис. 1. Полные сечения образования легких продуктов многоуклонных передач при облучении Th^{232} ионами Ne^{22} и $\text{Ar}^{40/12,13}$. По оси ординат отложена разность атомных номеров исходного иона и зарегистрированного продукта реакции $Z_0 - Z$.

нонами Ne^{22} и Ar^{40} , U^{238} выбран для оценок как одна из наиболее распространенных мишеней при синтезе ТУЭ с помощью тяжелых ионов.

2. Методика расчетов

Мы принимаем следующую схему образования изотопов ТУЭ:



Здесь Z и A — соответственно атомный номер и массовое число участвующего в реакции ядра.

Как и в реакциях полного слияния ядер ^{/14/}, мы предполагаем, что снятие возбуждения образовавшегося ядра ТУЭ ($Z_4 A_4$) происходит лишь путем испарения нейтронов и испускания гамма-квантов. Таким образом, массовое число конечного изотопа ТУЭ $A_5 = (A_1 + A_2) - A_3 - x$, где x — число испарившихся нейтронов, а атомный номер $Z_4 = Z_1 + Z_2 - Z_3$.

При расчете мы делаем следующие предположения.

1. Наблюдавшиеся нами легкие продукты являются результатом двухтельного механизма реакций. На реализацию именно этого механизма указывает ряд фактов. Прямые опыты по изучению выхода тяжелых продуктов реакции (C^{12}, Ne^4) показали, что даже при образовании в качестве легкого продукта альфа-частиц, основной механизм их образования связан с захватом Be^8 в тяжелое ядро ^{/15/}. В ^{/16/} при облучении Ce^{140} ионами Ar^{40} с энергией 300 Мэв получен Dy^{151} в процессе, при котором из Ar^{40} захватывается в тяжелое ядро кислород. Величина сечения при этом ~ 1 мбн/ находится в хорошем соответствии с нашими данными по выходу изотопов неона, что соответствует захвату тяжелым ядром кислорода.

В случае преобладания механизма развала исходного иона на части, например $Ar \rightarrow C + Mg$, выходы C и Mg должны быть близки, что противоречит данным, приведенным на рис. 1.

Полученные нами в работах ^{/17,11/} корреляции между логарифмом сечения образования разных изотопов дан-

ного элемента и вычисленными в предположении двух-тельного механизма разностями масс начальных и конечных продуктов реакций передач Q_{gg} также указывают на двухтельный механизм реакций многонуклонных передач.

2. Изотопное распределение легких продуктов в полном сечении образования элемента с данным Z_3 совпадает с тем, что измерено под углом 40° в ^{/10,11/}. Основанием для этого являются экспериментальные данные ^{/18,19/}, которые показывают, что угловые распределения соседних изотопов близки.

3. Энергетические спектры разных изотопов легких ядер с данным Z_3 совпадают. Основанием для этого является экспериментально установленное сходство энергетических спектров соседних изотопов в реакциях многонуклонных передач под углом 40° ^{/11/}.

4. Вся энергия возбуждения сосредоточена в тяжелом ядре ($Z_4 A_4$). Основание для этого вывода служит наблюдение в опытах с разделением изотопов ^{/11,17/} ядер Be^{11} , B^{14} и других с энергией связи нейтрона менее 1 Мэв, выход которых укладывается в одну систематику с более сильно связанными изотопами. Поскольку выход изотопов коррелирует с величинами Q_{gg} ^{/11,17/}, можно предположить, что в реакциях многонуклонных передач устанавливается статистическое равновесие ^{/20/}. При этом энергия возбуждения будет распределяться между ядрами пропорционально плотности их уровней. У тяжелого же ядра плотность уровней существенно выше, чем у легкого.

5. При переходе от Th^{232} к U^{238} сечения образования легких продуктов и их изотопный состав не меняются. Основанием для этого являются полученные в ^{/19/} данные, которые показывают, что выходы продуктов реакций передач практически одинаковы для Th^{232} и U^{238} .

6. При переходе от Th^{232} к U^{238} величины энергетического баланса реакций Q не изменяются. Величину Q можно представить как $Q = Q_{gg} E^*$, где E^* - энергия возбуждения ядер. Для одинаковых легких конечных продуктов в реакциях многонуклонных передач при облучении U^{238} и Th^{232} величины Q_{gg} близки. Плотности уровней этих ядер также близки, ибо параметр плотности

уровней у тяжелых ядер пропорционален A , а относительное различие A у Th и U невелико. Поэтому можно предполагать, что и величины E^* для Th и U будут близки.

Каждое из предположений выполняется не строго. Но совокупность имеющихся данных по реакциям передач позволяет их принять для оценочных расчетов.

Сечение образования данного изотопа ТУЭ определяем по соотношению

$$\sigma = \sum_{i=1}^k \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right)^{x_i} Y_i \int_{Q_{\text{мин. эксп.}}}^{Q_{\text{макс. эксп}}} \frac{d\sigma}{dQ} P_{x_i} dQ. \quad /1/$$

Суммирование проводится по полному числу k зарегистрированных на опыте изотопов элемента с атомным номером Z_3 .

Величины отношений нейтронной и делительной ширины Γ_n/Γ_f определяем на основании эмпирической систематики, полученной в работе ^{/14/} для элементов с $Z > 90$.

$$\log_{10}(\Gamma_n/\Gamma_f) = -0,276Z + \begin{cases} 5,46 + 0,140N & N \leq 153 \\ 19,23 + 0,050N & N \geq 153 \end{cases} + \begin{cases} 0, & Z \text{ четное} \\ 0,12, & Z \text{ нечетное} \end{cases}$$

Y_i - полученный на опыте ^{/10,11/} относительный выход изотопа с данным массовым числом A_3 элемента Z_3 ;

$\frac{d\sigma}{dQ}$ - экспериментально полученное ^{/12,13/} дифференциальное распределение легких продуктов с атомным номером Z_3 /сумма всех изотопов/ по величинам энергетического баланса реакций Q ; P_{x_i} - вероятность испарения точно x_i нейтронов;

$$(x_i = A_1 + A_2 - A_3 - A_5).$$

Величину P_{x_i} в соответствии с ^{/14/} представляем в виде:

$$P_{x_i} = I(\Delta_{x_i}, 2x_i - 3) - I(\Delta_{x_i+1}, 2x_i - 1), \quad /2/$$

где $I(a, b)$ - неполные гамма-функции.

$$\Delta_{x_i} = (Q_{\text{дел.}} - Q - \sum_{n=1}^{x_i} B_n - E_R)/T,$$

$$\Delta x_{i+1} = (Q_{gg} - Q - \sum_{n=1}^{x_i} B_n - E_{x_i+1}^f - E_R) / T.$$

B_n - энергия связи n -го нейтрона в тяжелом ядре.
 $E_{x_i+1}^f$ - барьер деления ядра, полученного после испарения x_i нейтронов /при $E_{x_i+1}^f < B_{x_i+1}$ /.

$E_R = \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2J}$ - ротационная энергия, ℓ - угловой момент, внесенный в тяжелое ядро при взаимодействии, J - момент инерции, T - ядерная температура. При расчетах величины Q_{gg} определялись на основании таблиц масс в работах /21,22/. Величины B_n и $E_{x_i+1}^f$ рассчитывались по массовым формулам работы /23/.

В соответствии с работой /14/ было принято $T=1,2$ Мэв, поскольку интервал энергий возбуждения тяжелого ядра в нашем случае близок к интервалу энергий возбуждения, который имеет место при испарении нейтронов из ядер, полученных в реакциях полного слияния.

Вопрос об учете влияния орбитального момента на сечение реакции является сложным. В работе /14/ показано, что удовлетворительное описание экспериментальных данных в реакциях полного слияния может быть получено при $\hbar^2/2J = 4,5 \pm 4,5$ кэв, т.е. при изменении E_R в довольно широких пределах, в том числе и при $E_R=0$.

Основной вклад в сечение образования изотопов ТУЭ дают процессы с испарением $x \leq 6$ нейтронов, ибо фактор $(\Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f))^{x-1}$ при $(\Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f)) \ll 1$ оказывает определяющее влияние на величину сечения. С ростом ℓ и соответственно E_R для $x \leq 6$ максимумы P_{x_i} смещаются в области максимальных значений $d\sigma/dQ$. Но с ростом орбитального момента, как показано в работе /24/, величина Γ_n / Γ_f уменьшается. Количественно этот эффект учесть трудно. Поэтому, учитывая в некоторой степени взаимно компенсирующее влияние углового момента через P_{x_i} и Γ_n / Γ_f на величину сечения, мы проводили оценочные расчеты без учета орбитального момента.

Q макс. эксп

Величину $\int \frac{d\sigma}{dQ} P_{x_i} dQ$ мы определяли не только

Q мин. эксп.

но с помощью соотношения /2/, но и другим способом.

В работе /25/ на основе анализа широкого круга имеющихся данных по реакциям полного слияния получена эмпирическая формула для энергии, уносимой в форме кинетической энергии нейтрона и энергии гамма-квантов на каждой ступени каскада испарения нейтронов в максимуме P_{x_i} . Эта формула имеет вид:

$$\bar{E} = (8,8 - \frac{2,3}{100} A) \text{ Мэв.} \quad /3/$$

Учитывая широкие спектры энергий возбуждения /десятьки Мэв/, наблюдаемые в реакциях передачи /12,13/, а также то, что функции P_{x_i} , рассчитанные по соотношению /2/, имеют ширину на половине высоты 8-10 Мэв и значение в максимуме ~ 0,7, можно представить P_{x_i} прямоугольниками с шириной в 9 Мэв и высотой 0,5, середины которых соответствуют $Q = \sum_{n=1}^{x_i} (B_n + \bar{E})$.

Использование эмпирического соотношения /3/ позволяет быстро оценивать порядок сечений образования тех или иных изотопов ТУЭ в реакциях передачи.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2-4 представлены экспериментальные зависимости $d\sigma/dQ$. Они получены путем перевода наших экспериментальных энергетических спектров $d^2\sigma/dE \cdot d\Omega$ из работ /12,13/ в спектры $d^2\sigma/dQ \cdot d\Omega$ по кинематике двухтельного процесса и последующим интегрированием сечений по всему измеренному диапазону углов.

При расчете масса легкого продукта реакции полагалась равной массе изотопа, имеющего наибольший выход под углом 40° /10,11/. Вариации масс на несколько массовых единиц приводят к изменениям в Q , не превышающим один Мэв, что несущественно для наших оценок.

В таблице 1 приведены относительные выходы изотопов Y_i , полученные в работах /10,11/. На рис. 5-7 представлены результаты расчета сечений образования ТУЭ по соотношению /1/. Видно, что количественные различия в сечениях при вычислении P_{x_i} , согласно соотношению

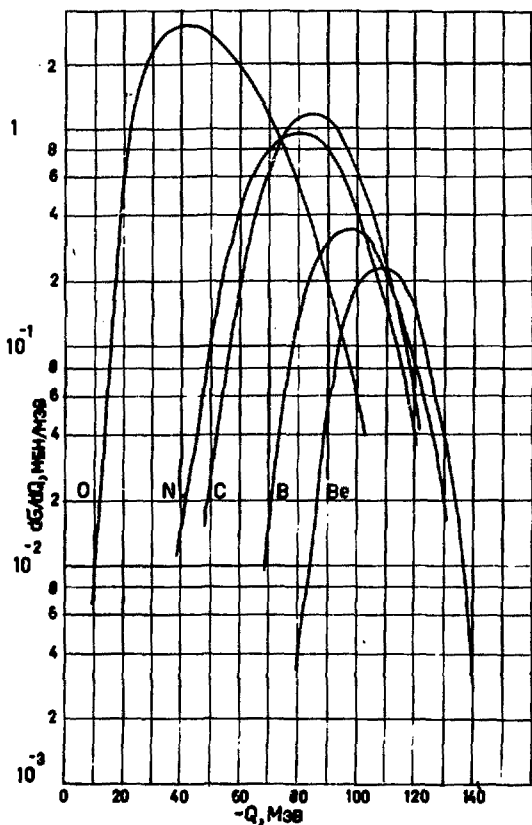


Рис. 2. Дифференциальное распределение легких продуктов реакций многонуклонных передач /сумма всех изотопов/ по величинам энергетического баланса реакций Q при облучении Th^{232} ионами Ne^{22} с энергией 172 Мэв.

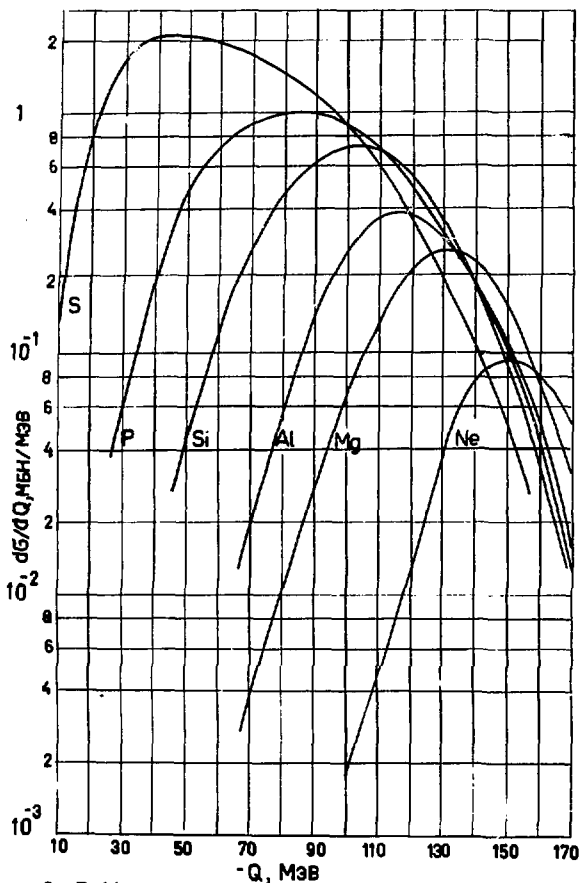


Рис. 3. Дифференциальное распределение легких продуктов реакций многоуклонных передач /сумма всех изотопов по величинам энергетического баланса реакций Q при облучении Th^{232} ионами Ar^{40} с энергией 288 МэВ.

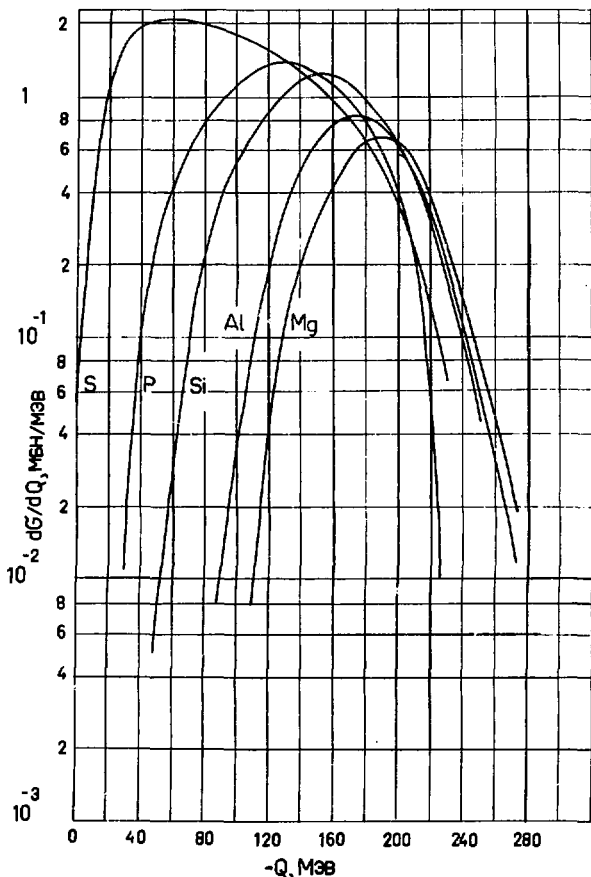


Рис. 4. Дифференциальное распределение легких продуктов реакций многоуклонных передач /сумма всех изотопов/ по величинам энергетического баланса реакций Q при облучении Th^{232} нейтронами Ar^{40} с энергией 379 МэВ.

Таблица I

№ 22				№ 10			
Иотон	γ1	Иотон	γ1	Иотон	γ1	Иотон	γ1
O ²²	0,0032	C ¹⁵	0,10	40	0,028	33	0,100
O ²¹	0,022	C ¹⁴	0,43	s ³⁹	0,072	31 ³²	0,365
O ²⁰	0,25	C ¹³	0,25	s ³⁸	0,193	38 ³¹	0,23
O ¹⁹	0,26	C ¹²	0,15	s ³⁷	0,226	31 ³³	0,045
O ¹⁸	0,33	B ¹⁴	0,0066	s ³⁶	0,29	32 ³²	0,10
O ¹⁷	0,388	B ¹³	0,11	s ³⁵	0,196	31 ³¹	0,26
O ¹⁶	0,052	J ¹²	0,21	s ³⁴	0,036	30 ³⁰	0,23
H ¹⁹	0,033	B ¹¹	0,67	p ³⁸	0,0152	31 ²⁹	0,28
H ¹⁸	0,077	Be ¹²	0,0085	p ³⁷	0,084	31 ³⁸	0,08
H ¹⁷	0,25	Fe ¹¹	0,03	p ³⁶	0,148	30 ³⁰	0,04
N ¹⁶	0,20	Be ¹⁰	0,46	p ³⁵	0,285	38 ²⁹	0,26
N ¹⁵	0,42	Be ⁹	0,5	p ³⁴	0,269	38 ²⁸	0,41
K ¹⁴	0,024			p ³³	0,197	38 ²⁷	0,29
C ¹⁸	0,0018			s ¹ 36	0,0167	38 ²³	-0,3
C ¹⁷	0,0062			s ¹ 35	0,059	38 ²²	-0,3
C ¹⁶	0,048			s ¹ 34	0,185	38 ²¹	-0,3

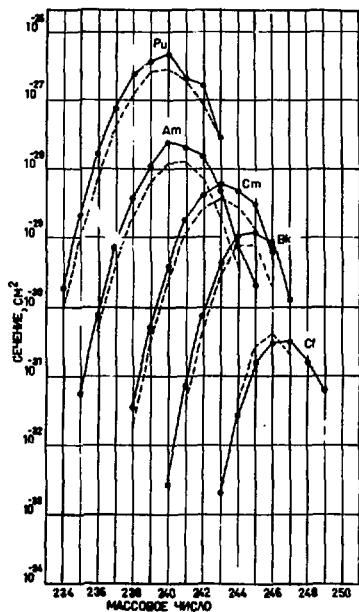


Рис. 5. Сечения образования изотопов ТУЭ при облучении U^{238} ионами Ne^{22} с энергией 172 Мэв. Сплошные кривые получены при вычислении P_{x1} по соотношению /2/, пунктирные - при использовании соотношения /3/.

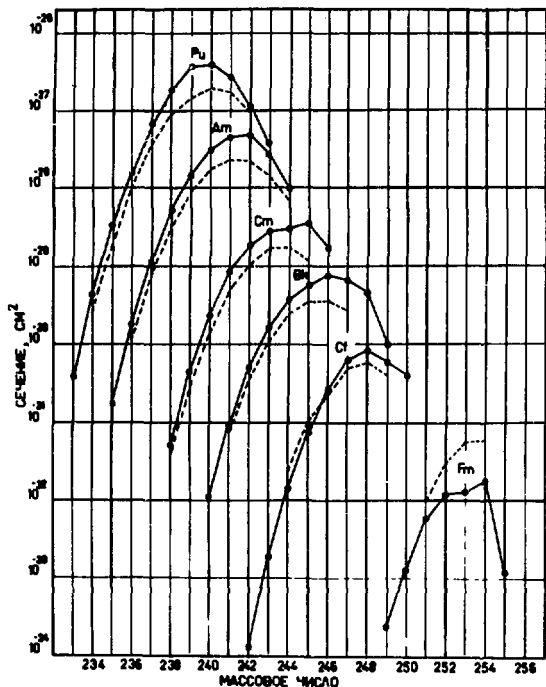


Рис. 6. Сечения образования изотопов ТУЭ при облучении U^{238} ионами Ar^{40} с энергией 288 Мэв. Сплошные кривые получены при вычислении P_{KI} по соотношению /2/, пунктирные - при использовании соотношения /3/.

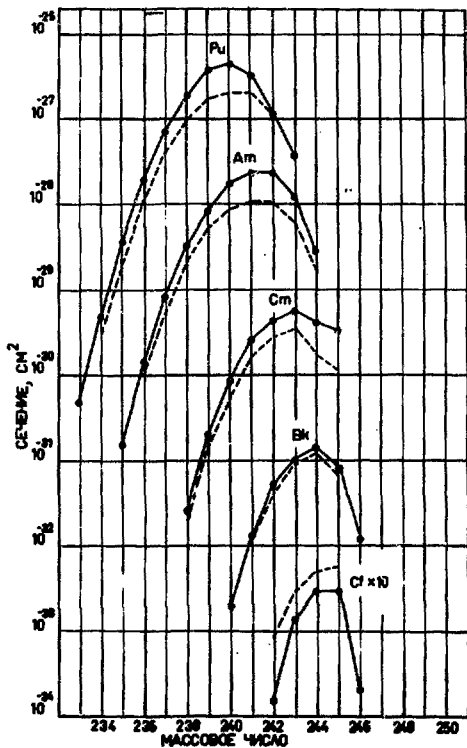


Рис. 7. Сечения образования изотопов ТУЭ при облучении U^{238} ионами Ar^{40} с энергией 379 Мэв. Сплошные кривые получены при вычислении P_{xi} по соотношению /2/, пунктирные - при использовании соотношения /3/.

/2/, /сплошные линии/ и при использовании соотношения
/3/ /пунктир/ невелика.

Из проведенных оценок можно сделать следующие выводы:

1. В реакциях передачи с тяжелыми ионами изотопы ТУЭ могут образовываться с довольно большими сечениями. Данные по прямому измерению сечений образования ТУЭ в реакциях неполного слияния с ионами Ne^{22} и Ar^{40} в литературе отсутствуют. Но имеющиеся данные для C^{12} и O^{16} /8,9/ не противоречат нашим оценкам.

Отметим, что в случае Ar^{40} с энергией 288 Мэв сечения образования Cf^{246} и Cf^{250} примерно равны /рис. 6/. При облучении U^{238} ионами C^{12} сечение образования Cf^{246} в реакции с испарением четырех нейтронов на два порядка выше приведенного на рис. 6 /26/. Но Cf^{250} при облучении U^{238} ионами C^{12} можно получить только в реакции радиационного захвата, которая вообще не наблюдалась на тяжелых ядрах. Отметим, что уже реакции с испарением трех нейтронов при получении ТУЭ в опытах с тяжелыми ионами имеют сечения на один-два порядка ниже, чем реакции с испарением четырех нейтронов /26,27/. Таким образом, для получения нейтронообогащенных изотопов ТУЭ реакции передачи имеют преимущество перед реакциями полного слияния.

Сечения образования изотопов $Pu-Fm$ в реакциях передачи при облучении U^{238} ионами Ar^{40} с энергией 288 Мэв не ниже сечений образования этих элементов в процессах деления при облучении U^{238} ионами He^{136} , которые приведены в работе /6/. Отсюда следует, что дальнейшее изучение процессов неполного слияния с возможно более тяжелыми ионами как метода синтеза ТУЭ заслуживает самого серьезного внимания.

2. На Ar^{40} с энергией 379 Мэв сечения образования изотопов Pu примерно равны сечениям при энергии 288 Мэв. С увеличением атомного номера тяжелых продуктов реакций ($Am-Cf$) оценки дают систематическое падение сечений по сравнению с теми сечениями, что получены при энергии 288 Мэв. Это показывает на наличие максимумов в энергетической зависимости сечений образования ТУЭ в реакциях многонуклонных передач,

поскольку спад в сечениях при энергиях менее 288 Мэв обязательно должен быть, во всяком случае, из-за наличия кулоновского барьера /~200 Мэв в лаб. системе/.

Максимумы в сечениях образования изотопов ТУЭ в реакциях многоуклонных передач наблюдались и на опыте по образованию Am^{242} при облучении U^{238} нонами O^{16} , Ne^{20} , Ne^{22} /28/ и Sm^{242} при облучении U^{238} нонами O^{16} /9/.

Объяснение наличия максимумов в энергетической зависимости сечения образования ТУЭ в реакциях многоуклонных передач можно дать на основании результатов наших работ /12,13/. В этих работах было показано, что с ростом числа передаваемых нуклонов реакции передачи приобретают характер все более неупругого процесса. В соответствии с этим увеличение входной энергии приводит к увеличению энергии возбуждения тяжелого ядра-продукта и соответственно эмиссии большего числа нейтронов из него. Поскольку речь идет о ядрах, обладающих высокой деформативностью ($\Gamma_n / \Gamma_f \ll 1$), это приводит к уменьшению выхода ТУЭ.

Отметим, что сечения образования легких продуктов в реакциях многоуклонных передач растут с ростом входной энергии /см. рис. 1/ в соответствии с ранее полученными данными /29/. Этот факт находится в соответствии с нашим предположением о том, что основная часть энергии возбуждения связана именно с тяжелым ядром.

В /12,13/ было показано, что кинетические энергии конечных продуктов реакций многоуклонных передач близки к величинам их выходных кулоновских барьеров $E_{кул.с.ц.м.}$ рассчитанных для сферических ядер. Поэтому входную энергию, соответствующую максимуму сечения образования в реакциях передачи того или иного изотопа ТУЭ, можно грубо оценить по соотношению

$$E_{\text{макс.с.ц.м.}} = E_{\text{кул.с.ц.м.}} - Q_{gg} + \sum_{n=1}^x (B_n + \bar{E}).$$

3. Из наших данных /13/ следует, что при облучении Th^{232} нонами Ar^{40} с энергией 288 Мэв сечение полного слияния не превышает ~ 0,4 от полного сечения взаимо-

действия, а при энергии 379 Мэв - 0,2. В опытах по угловым корреляциям осколков деления при облучении Am , Bi , Tl и U ионами Kr с энергией 500 Мэв было показано, что сечение полного слияния не превышает 0,01 от полного сечения взаимодействия^{/30/}. Верхняя граница для сечения полного слияния при облучении Ta^{181} и U^{238} ионами He^{136} с энергией 850-900 Мэв составляет - 0,1 от полного сечения реакции^{/7,31/}.

Существуют предположения, что полное слияние тяжелых ионов с тяжелыми ядрами, приводящее к образованию составных ядер с $A \geq 300$, вообще не происходит^{/32,33/}. Таким образом, реакции неполного слияния могут стать основным путем синтеза элементов с наиболее высокими атомными номерами в реакциях с тяжелыми ионами.

В заключение авторы выражают глубокую признательность академику Г.Н.Флерову за стимулирующий интерес к работе и ценные обсуждения.

Литература

1. Г.Н.Флеров, И.Звара, ОИЯИ Д7-6013, Дубна, 1971.
2. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. *Nucl.Phys.*, 81, 1, 1966.
3. Ю.А.Музыка, В.В.Пашкевич, В.М.Струтинский. *ЯФ*, 8, 716, 1968.
4. W.J.Swiatecki. *Berkeley preprint LBL-549*, 1971.
5. G.N.Flerov, V.A.Karnaikhov, *C.Rendus du Congres Int. de Physique Nucl.*, Paris, 2-8 juleit, 1964, v. 1, p. 373.
6. С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян. ОИЯИ, Р7-4339, Дубна, 1969.
7. Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян. ОИЯИ, Р7-6523, Дубна, 1972.
8. A.Ghiorso, T.Sikkeland. *Proc. Second UN Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva, 1958, v. 14, p. 158.
9. T.Sikkeland, N.H.Shafrir, N.Trautmann. *Phys.Lett.*, 42B, 201, 1972.
10. A.G.Artukh, V.V.Avdeichikov, G.F.Gridnev, V.L.Mikheev, V.V.Volkov, J.Wilczynski. *Nucl.Phys.*, A176, 284, 1971.
11. A.G.Artukh, G.F.Gridnev, V.L.Mikheev, V.V.Volkov, J.Wilczynski. *JINR*, E7-6764, Dubna, 1972.
12. А.Г.Аряух, Я.Вильчински, В.В.Волков, Г.Ф.Гриднев, В.Л.Мухеев, ОИЯИ, Р7-6815, Дубна, 1972.
13. A.G.Artukh, G.F.Gridnev, V.L.Mikheev, V.V.Volkov, J.Wilczynski. *JINR*, E7-6970, Dubna, 1973.

14. T.Sikkeland, A.Ghiorso, M.J.Nurmia. *Phys.Rev.*, 172, 1232, 1968.
15. R.Birnbot, D.Gardes, M.F.Rivet. *Nucl.Phys.*, A189, 193, 1972.
16. R.Birnbot, J.Maison, M.F.Rivet. *Communications European Conf. on Nuclear Physics, Aix-en-Provence, 1972*, p. 56.
17. A.G.Artukh, V.V.Avdeichikov, J.Ero, G.F.Gridnev, V.L.Mikheev, V.V.Volkov, J.Wilczynski. *Nucl.Phys.*, A160, 511, 1970.
18. Г.Кумпф, Е.Д.Донец. *ЖЭТФ*, 44, 798, 1963.
19. V.V.Volkov. *JINR, E7-3155, Dubna, 1967*.
20. J.P.Bondorf, F.Dickman, D.H.E.Gross, P.J.Siemens. *Journal de Physique*, 32, C6-145, 1971.
21. A.H.Wapstra, N.B.Gove. *Nucl.Data Tables*, 9, 265, 1971.
22. G.T.Garvey, W.J.Gerace, R.L.Jaffe, I.Talmi, I.Kelson. *Rev.Mod. Phys.*, 41, 51, 1969.
23. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. *Arkiv for Fysik.*, 36, No. 43, 1967.
24. В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев. *ОИЯИ, Р7-6741, Дубна, 1972*.
25. W.Neubert. *JINR, E7-6480, Dubna, 1972*.
26. T.Sikkeland, J.Maly, D.F.Lebeck. *Phys.Rev.*, 169, 1000, 1968.
27. Е.Д.Донец, В.А.Щеголев, В.А.Ермаков. *ЯФ*, 2, 1015, 1965.
28. С.М.Поликанов, Ван Тун-сен, Х.Кекк, В.Л.Мухеев, Ю.Ц.Оганесян, А.А.Плеве, Б.В.Фефилов. *ЖЭТФ*, 44, 804, 1963.
29. В.В.Волков, Л.Поморски, Я.Тыс, Г.Н.Флеров. *ЖЭТФ*, 42, 635 /1962/.
30. M.Lefort. *Journal de Physique*, 33, C5-73, 1972.
31. Ю.Ц.Оганесян, О.А.Орлова, Ю.Э.Пенионжкевич, К.А.Гаврилов, Ким Де Ен, *ЯФ*, 16, 249, 1972.
32. W.J.Swiatecki. *Journal de Physique*, 33, C5-45, 1972.
33. F.Plasil. *Communications European Conf. on Nucl.Phys.*, Aix-en-Provence, 1972, p. 51.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 мая 1973 года.