

4339

К-211

16/IV-69

P7 - 4339

С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян

**ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ
ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В РЕАКЦИЯХ
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ Хе И U**

204

P7 - 4339

С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ
ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В РЕАКЦИЯХ
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ Хе И U

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

7773/2
чр.

В последние годы многими авторами предсказывается существование "острова" стабильности в районе сверхтяжелых ядер^{/1,2,3/}. Учёт вклада оболочечной поправки в энергию деформации ядер приводит к появлению высокого барьера деления (до 10 Мэв) у таких тяжелых ядер, которые в жидко-капельной модели деления обладают близким к нулю барьером деления и, следовательно, совершенно нестабильны по отношению к спонтанному делению. Расчёты Ю.А.Музычки^{/4/} показали, что остров стабильности является довольно широкой по Z и по N областью, границы и центр которой существенно зависят от параметров расчёта. На рис. 1 показана область стабильности, рассчитанная в работе (4) при выборе параметров Немировского и Чепурнова^{/5/} для вычисления схемы одночастичных уровней в потенциале Вудса-Саксона.

Центром этой области, т.е. ядром, обладающим максимальным барьером деления, так же как и в ряде других работ^{/3,6/}, является ядро с $Z = 114$, $N = 184$. При этом, однако, необязательно именно это ядро будет иметь наибольший период полураспада, так как последний может определяться в основном α - или β -распадами, времена жизни по отношению к которым не связаны непосредственно с барьером деления. Так, в работе /3/ получено, что наиболее долгоживущим ($T_{1/2} \approx 10^8$ лет) должен быть изотоп 110-го элемента с числом нейтронов $N = 184$.

В последнее время в СССР и Англии были получены экспериментальные данные, которые можно рассматривать как указание на возможность существования новой области стабильности в районе сверхтяжелых ядер. При длительных экспозициях фотоэмульсий на большой высоте в составе космических лучей были обнаружены очень тяжелые ядра с $Z > 100$ ^{/7/}. В работе /8/ сооб-

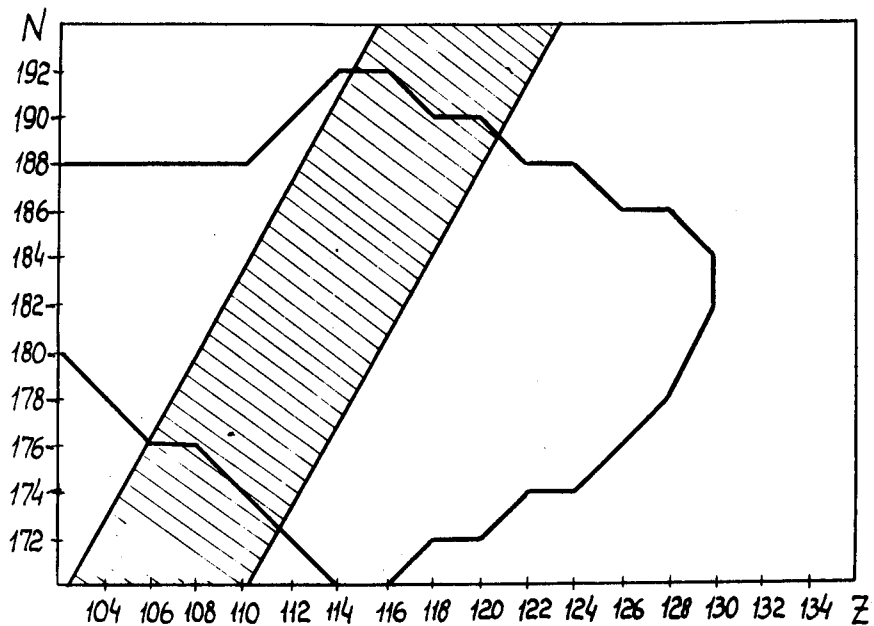


Рис. 1. "Остров" стабильности сверхтяжелых элементов, рассчитанный в работе/4/, и область изотопов, образующихся при делении ядра урана ускоренными ионами Хе.

щается о наблюдении спонтанного деления свинца с эффективным периодом полураспада $\approx 10^{21}$ лет, что может объясняться присутствием в свинце его химического аналога с $Z = 114$. Наряду с поисками сверхтяжелых элементов в природе необходим анализ возможностей искусственного синтеза изотопов в широкой области вблизи $Z = 114$, $N = 184$.

В ряде работ/9,10/ делались попытки расчёта сечений образования сверхтяжелых элементов в реакциях полного слияния ускоренных тяжелых ионов с ядрами мишеней с дальнейшим испарением нейтронов. Центральными моментами этих расчётов являются: 1) определение сечения полного слияния налетающей частицы с ядром мишени и 2) учет делимости возбужденного компаунд-ядра, т.е. определение величины Γ_n / Γ_f для составных ядер с $Z > 110$.

В работе Сиккеланда для расчёта сечения образования компаунд-ядра применен следующий критерий: слияние будет происходить для всех определенных параметров бомбардирующей частицы, при которых энергия вращения образующегося компаунд-ядра будет меньше его полной энергии возбуждения.

Расчёт величин Γ_n / Γ_f проделан на основе систематики измеренных значений этого параметра для ядер трансурановых элементов, которая свидетельствует о сильном увеличении Γ_n / Γ_f для ядер с замкнутой подооболочкой $N = 152$, что связывается с увеличением барьера деления для этих ядер.

В статистической модели распада составного ядра величина Γ_n / Γ_f зависит только от разницы между барьером деления и энергией связи нейтрона $\Delta B = B_f - B_n$. В связи с этим ядра сверхтяжелых элементов, обладающие высоким барьером деления, должны иметь большие значения Γ_n / Γ_f . В работе Сиккеланда для дважды магического ядра, которым автор считал ядро с $Z = 126$, $N = 184$, величина Γ_n / Γ_f достигает значения 100-1000, что в результате расчёта дает значительные (порядка 10^{-26} - 10^{-27} см²) величины сечений образования сверхтяжелых ядер типа $Z = 126$, $N = 184$ в различных реакциях.

Однако существенно то, что в реакциях полного слияния имеются значительные ограничения на соотношение числа нейтронов и протонов в ядре-продукте реакции, которое, как правило, обладает сильным нейтронным дефицитом. Так, наименьшее значение Z ядра при $N = 184$, которое можно получить в реакциях полного слияния с испарением нейтронов, равно $Z = 121$. Как уже говорилось выше, наиболее устойчивыми являются ядра с $Z \approx 114$ и $N = 184$, т.е. гораздо более обогащенные нейтронами. Эти ядра невозможно синтезировать в реакциях образования компаунд-ядра с дальнейшим испарением нейтронов.

В работе/11/ было впервые указано на возможность синтеза сверхтяжелых элементов в реакции деления ядер очень тяжелыми ионами. В данной работе делается попытка оценить величины сечений образования изотопов $Z \approx 114$, $N \approx 184$ при делении ядер урана ускоренными ионами Xe и U .

В расчёте приняты следующие предположения:

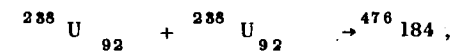
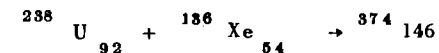
1. Образование очень тяжелых компаунд-ядер с $Z > 140$ является возможным.

2. Массовые и зарядовые распределения осколков деления этих компаунд-ядер не являются качественно резко отличающимися от известных распределений для деления тяжелых ядер ионами Ne и $\text{Ar}/16/$.

3. Делимость (Γ_f / Γ_n) сверхтяжелых ядер с замкнутыми нуклонными оболочками, согласно расчётам Сиккеланда/9/, мала.

Для обоснования справедливости первого предположения отметим, что ядра, даже обладающие нулевым барьером деления, должны делиться за время $\approx 10^{-20}$ сек, которое занимает сам процесс коллективной деформации ядра от начальной формы до точки разрыва в процессе деления. Поскольку это время много больше ядерного (10^{-23} сек), то есть основания предполагать, что составная система, образующаяся при соударении, например, ядра Xe с ядром U , при энергии выше кулоновского барьера просуществует время, достаточно долгое для того, чтобы стали определенными такие понятия, как энергия связи компаунд-ядра, его энергия возбуждения, вращательная энергия и т.д.

Расчёт сечения образования компаунд-ядра в реакциях с очень тяжелыми ускоренными ионами требует знания энергии возбуждения компаунд-ядра. Энергии связи сверхтяжелых ядер $^{374}_{146}$ и $^{476}_{184}$, образующихся в реакциях



оценивались по формуле Вайцеккера в варианте Грина/12/, а для $Z = 146$ - также путем экстраполяции масс тяжелых ядер, рассчитанных Майерсом и Святецким/2/ вплоть до $Z = 140$.

Кулоновский барьер слияния для вышенаписанных реакций определялся с учётом поправок, связанных с деформацией ядер при соударении, вычисленных в работе/13/. Оценки показали, что при энергии бомбардирующих частиц, равной кулоновскому барьеру, энергия возбуждения компаунд-ядра очень мала и отрицательна. Это означает, что порог слияния двух ядер для реакций $\text{U} + \text{U}$ и $\text{U} + \text{Xe}$ лежит выше кулоновского барьера взаимодействующих ядер.

Отсюда ясно, что, выбирая соответствующую энергию частицы, возможно получить любую, даже очень малую, энергию возбуждения компаунд-ядер - $^{374}_{146}$ и $^{476}_{184}$.

В дальнейшем расчёт сечения образования компаунд-ядра производился для двух значений энергии возбуждения его - 50 и 100 Мэв, по формуле

$$\sigma_{\text{компаунд}} = \pi r_{\text{крит}}^2 \frac{1}{1 + \frac{\sigma_{\text{н.с.}}}{\sigma_{\text{п.с.}}}}$$

где $\sigma_{\text{компаунд}}$ - сечение образования компаунд-ядра; $r_{\text{крит}}$ - критический прицельный параметр бомбардирующей частицы. При $r > r_{\text{крит}}$ слияние происходить не может, так как энергия вращения компаунд-ядра

будет превосходить полную энергию возбуждения компаунд-ядра; $\frac{\sigma_{\text{н.с.}}}{\sigma_{\text{п.с.}}}$ - отношение сечений неполного и полного слияния взаимодействующих ядер; $r_{\text{крит}}$ вычислялось из условия

$$h^2/2J \ell_{\text{крит}}^2 = E^*$$

$$MV_{r_{\text{крит}}} = h \ell_{\text{крит}}$$

где J - момент инерции компаунд-ядра (величина $h^2/2J$ была взята равной 3 кэв); $\ell_{\text{крит}}$ - критический угловой момент сталкивающихся частиц, соответствующий критическому прицельному параметру $r_{\text{крит}}$;

E^* - энергия возбуждения компаунд-ядра; MV - импульс бомбардирующей частицы; $\frac{\sigma_{\text{н.с.}}}{\sigma_{\text{п.с.}}}$ - вычислялось по полуэмпирической формуле, предложенной Сиккеландом /9/; $\frac{\sigma_{\text{н.с.}}}{\sigma_{\text{п.с.}}} = 0,03 A_{\text{бомб}}$, где $A_{\text{бомб}}$ - масса бомбардирующей частицы.

Множитель $\frac{1}{1 + \frac{\sigma_{\text{н.с.}}}{\sigma_{\text{п.с.}}}}$ вводится для учёта того обстоятельства, что даже при прицельных параметрах $r < r_{\text{крит}}$ полное слияние будет происходить не в 100% случаев, т.к. возможен и процесс неполного слияния ядер. Это экспериментально наблюдалось в опытах по измерению угловых корреляций осколков деления тяжелых ядер ионами ^{12}C , ^{16}O , ^{40}Ne , ^{40}Ar /14,15/.

В таблице 1 приведены результаты расчётов сечения образования компаунд-ядер в реакциях $U + U$ и $U + \text{Xe}$.

Компаунд-ядра $^{374}_{146}$ и $^{476}_{184}$ в 100% случаев будут распадаться путем деления. Необходимо рассчитать, какую часть от полного сечения деления компаунд-ядра будут составлять сечения образования осколков с $Z \approx 114$, $N \approx 184$. Производился расчёт сечений двух изотопов $^{294}_{110}$ и $^{298}_{114}$. Для вычисления выхода какого-либо изотопа продукта реакции деления необходимо знание массового и зарядового распределений осколков в выбранной реакции. Считалось, что распределение осколков деления компаунд-ядер $^{374}_{146}$ и $^{476}_{184}$ по массе описывается гауссовской формулой с одним параметром ширины распределения σ^2_A

Таблица 1
Результаты расчёта сечения образования компаунд-ядра
в реакциях $U + U$ и $\text{Xe} + U$.

Реакция	Энергия возбуждения (МэВ)	$\ell_{\text{крит}}$	$r_{\text{крит}}^2$ (см ²)	$\sigma_{\text{компл}}$ (см ²)
$^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{374}_{146}$	50	129	$2,66 \cdot 10^{-25}$	$0,52 \cdot 10^{-25}$
	100	183	$4,83 \cdot 10^{-25}$	$0,95 \cdot 10^{-25}$
$^{238}\text{U} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{476}_{184}$	50	141	$1,55 \cdot 10^{-25}$	$1,90 \cdot 10^{-26}$
	100	200	$2,90 \cdot 10^{-25}$	$3,56 \cdot 10^{-26}$

$$P(A_f) = \frac{1}{(\pi \sigma_A^2)^{1/2}} \exp - \frac{(A_f - A_0/2)^2}{\sigma_A^2}$$

где $P(A_f)$ – доля от полного сечения деления, приходящаяся на массу A_f ; A_0 – масса делящегося компаунд-ядра. Справедливость представления массового распределения в таком виде подтверждается всеми измеренными до настоящего времени массовыми распределениями осколков деления ядер тяжелыми ионами/16,17,18,19/. Значение параметра σ_A^2 для реакций $U(U, f)$ и $U(Xe, f)$ было получено путем экстраполяции имеющихся данных по массовым распределениям/16/.

Эта экстраполяция для реакции $U(Xe, f)$ иллюстрируется рис. 2.

В таблице 2 приведены найденные значения σ_A^2 , несколько превышающие величину σ_A^2 , для изученной реакции $U(^{40}Ar, f)$ равную 2800.

Относительно зарядового распределения осколков деления в реакциях $U(U, f)$ и $U(Xe, f)$ были приняты обычные предположения, справедливость которых для реакций деления ядер тяжелыми ионами показана в работах/15,18,19/.

Зависимость наиболее вероятного заряда осколков от их массы $Z_p(A_f)$ рассчитывалась с помощью гипотезы равного смещения зарядов осколков относительно линии β -стабильности, которая вычислялась по формуле Вайцзекера в варианте Грина/12/.

Параметр дисперсии заряда σ_z^2 около наиболее вероятного значения выбирался путем экстраполяции полученных в работе/15/ зависимостей этого параметра от Z^2/A и E^* делящегося ядра и от асимметрии разделения. И использованные значения σ_z^2 приведены в таблице 2.

На рис. 1 заштрихованной зоной показана область ядер, образующихся в результате реакции деления компаунд-ядра $^{374}146$. Видно, что в этой реакции может быть получено большое количество нейтронообогащенных изотопов новой области стабильности. Данные, показанные на рис.1, получены с учётом испарения нейтронов осколками деления компаунд-ядра.

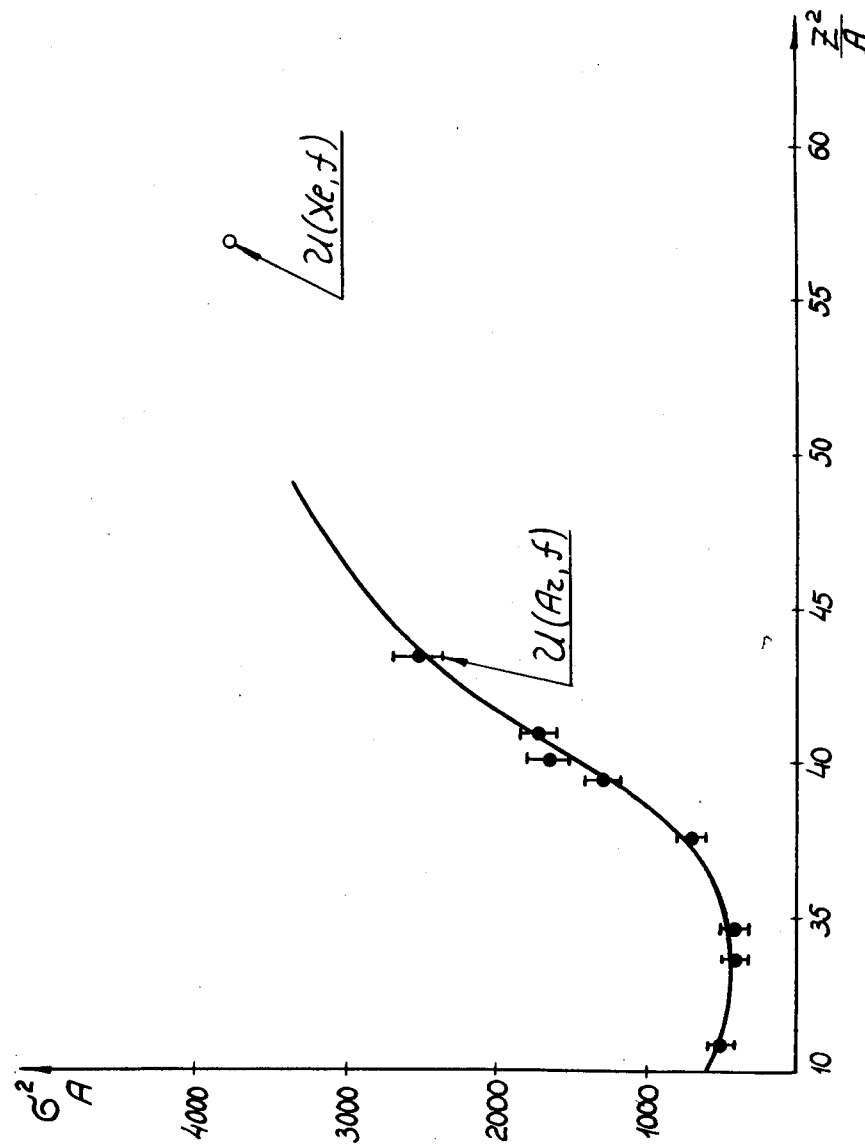


Рис. 2. Экстраполяция зависимости параметра ширины массового распределения осколков деления σ_A^2 от параметра делимости Z^2/A в районе $Z^2/A = 50 - 60$.

Таблица 2

Параметры и результаты расчёта сечений образования ядер $^{294}_{110}$ и $^{293}_{114}$ в реакциях $U(U, f)$, $U(Xe, f)$.

Реакция	Полная энергия возбуждения ядра компаунд-предтеды (МэВ)	Параметр дисперсии заряда σ_A^2	Параметр дисперсии заряда σ_Z^2	Число нейтронов испарения, продукт реакции	Наиболее вероятная масса продукта реакции после испарения нейтронов $Z=110$ и $Z=114$	Сечение образования (см ²)	Сечение образования (см ²)
						$^{294}_{110}$	$^{293}_{114}$
$^{293}_{114} U(^{136}_{54} Xe, f)$	50	3500	2,5	4	288	$0,7 \cdot 10^{-30}$	$3 \cdot 10^{-30}$
	100	3800	2,7	4	285	$0,3 \cdot 10^{-30}$	$8 \cdot 10^{-30}$
$^{294}_{110} U(^{238}_{92} U, f)$	50	4100	3,5	5	288	$6 \cdot 10^{-30}$	$1,5 \cdot 10^{-29}$
	100	4500	3,7	9	284	$0,4 \cdot 10^{-30}$	$3,5 \cdot 10^{-29}$

Для оценки числа нейтронов, испаряемых ядрами 110-го и 114-го элементов, после образования в процессе деления, их энергия возбуждения рассчитывалась приближенно по формуле

$$E_{f1}^* = (E_{\text{комп}}^* + M_{\text{комп}} - M_{1f} - M_{2f} - E_k) \frac{A_{1f}}{A_{\text{комп}}},$$

где E_{f1}^* и $E_{\text{комп}}^*$ — энергии возбуждения одного из осколков и компаунд-ядра соответственно; $M_{\text{комп}}$, M_{1f} , M_{2f} — массы компаунд-ядра и двух осколков; E_k — полная кинетическая энергия пары осколков для данной асимметрии деления. Считалось, что $E_k = E_k^{\text{сим}} \frac{Z_{1f} Z_{2f}}{(Z/2)^2}$; A_{1f} , $A_{\text{комп}}$ — массовые числа одного из осколков и компаунд-ядра; $E_k^{\text{сим}}$ — кинетическая энергия пары осколков симметричного деления; $Z_{\text{комп}1f}$, Z_{2f} — заряды компаунд-ядра и двух осколков.

Основная неточность расчётов по этой формуле объясняется, во-первых, довольно грубым предположением, что энергия возбуждения распределяется между осколками пропорционально их массе, и, во-вторых, неточностью определения $E_k^{\text{сим}}$, которое вычислялось по полуэмпирической формуле для наиболее вероятного значения полной кинетической энергии осколков.

Полученные значения для числа нейтронов, испаряемых продуктами, приведены в таблице 2. Неточное определение этого числа не оказывает существенного влияния на определение сечения образования элементов, так как делимость (Γ_f / Γ_n) дважды магических и близких к ним ядер типа $^{298}_{114}$ и $^{294}_{110}$ настолько мала, согласно расчётам Сиккеланда/9/, что ее можно вообще не учитывать, если пренебречь погрешностью в определении сечения порядка нескольких процентов.

Окончательный итог расчётов приведен в таблице II, полученные значения сечений имеют порядок $(10^{-29} - 10^{-30}) \text{ см}^2$ (для сравнения отметим, что элемент курчатовий был открыт при сечении образования 10^{-34} см^2).

Существенно также, что сечения образования 110-го и 114-го элементов в реакции $U(Xe, f)$ всего лишь в четыре-пять раз ниже, чем в реакции $U(U, f)$, в то время как задача ускорения ионов U значительно более сложна, чем ускорение ионов Xe .

Были рассчитаны также сечения образования актинидов от Th до Fm в реакции $U(Xe, f)$ при энергии возбуждения компаунд-ядра, равной 50 Мэв. Величины Γ_n/Γ_f для трансурановых элементов были взяты из работы [9]. Данные представлены на рис. 3. Резкий спад сечения при увеличении Z продукта реакции связан с существенным увеличением делимости ядер в области трансурановых элементов; по этой причине сечения образования трансфермиевых элементов оказываются очень низкими. Из рисунка видно, что в качестве продуктов реакции деления $U(Xe, f)$ могут быть синтезированы очень тяжелые изотопы тория, урана и других элементов вплоть до Fm. Такие же изотопы синтезируются в подземных взрывах ядерных устройств, при этом, однако, очень тяжелые изотопы не могут быть изучены из-за короткого времени жизни и длительного времени их извлечения. В случае синтеза тяжелых изотопов трансурановых элементов с помощью ускорителя возможно их изучение даже при очень коротком времени жизни с помощью систем регистрации "on-line".

Обсудим теперь устойчивость результатов к изменению сделанных в расчёте предположений.

1. Предполагалось, что изотопы $^{294}_{110}$ и $^{298}_{114}$ образуются только в реакциях полного слияния ядер мишени и бомбардирующей частицы с дальнейшим делением компаунд-ядра, и никакие другие реакции неполного слияния взаимодействующих ядер не дают вклада в сечение образования $^{294}_{110}$ и $^{298}_{114}$. Неправедливость такого предположения может только увеличить рассчитанные величины сечений.

2. Было сделано предположение, что массовые и зарядовые распределения осколков деления являются гладкими функциями, нечувствительными к оболочечной структуре осколков деления. Если это не так, то магичность ядер в районе $^{298}_{114}$ может привести только к увеличению выхода этих ядер в реакции деления, т.е. к повышению рассчитанных для сечения образования $^{294}_{110}$ и $^{298}_{114}$.

3. В расчёте сечения образования компаунд-ядра не учитывалась возможная конкуренция со стороны процесса деления ядра мишени кулоновским полем налетающего тяжелого ядра [20]. Оценка времени соударения ядер при энергии выше кулоновского барьера свидетельствует, что сближение ядер до радиуса действия ядерных сил произойдет за время,

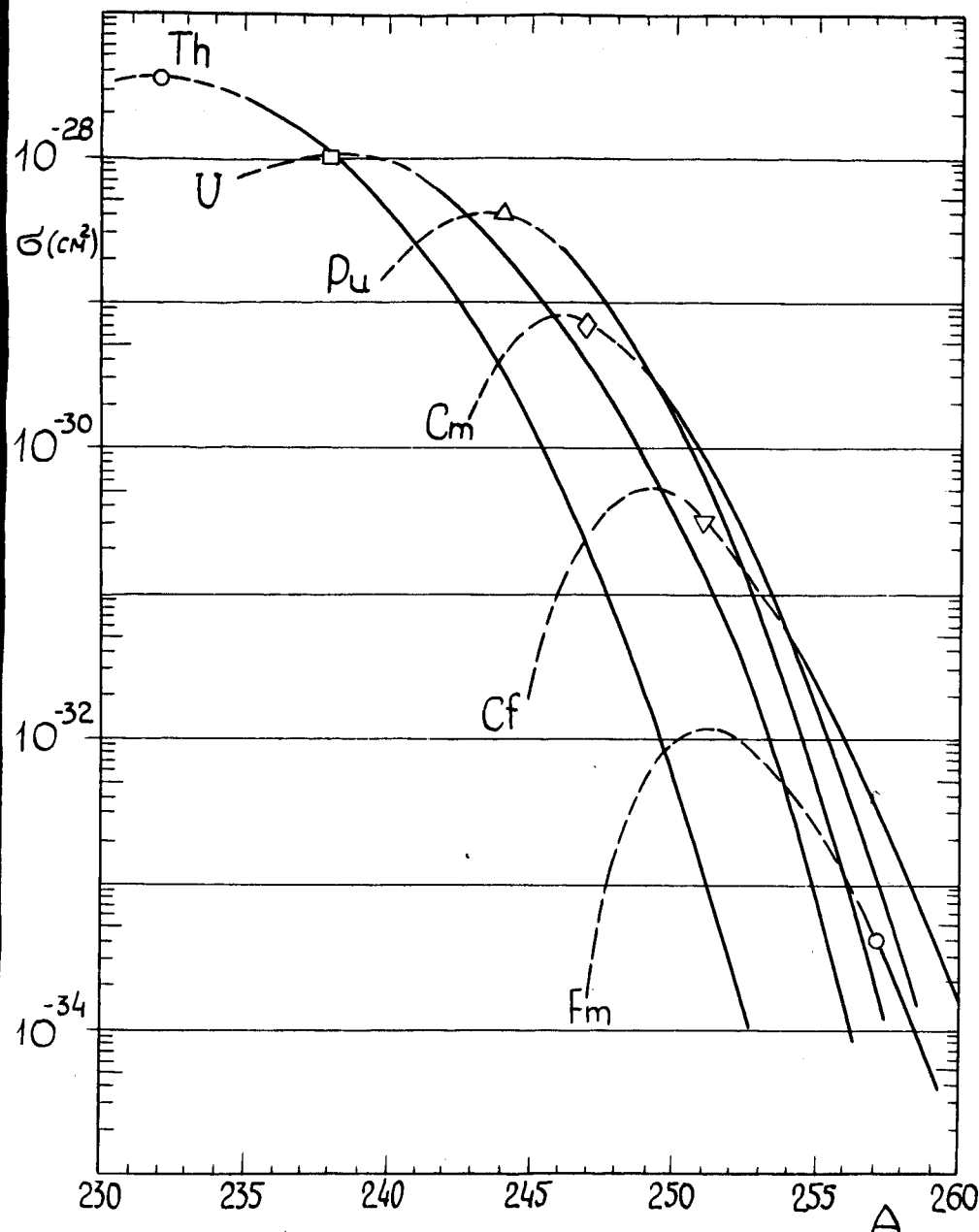


Рис. 3. Сечения образования изотопов различных элементов от Th до Fm в реакции $U(Xe, f)$. На кривых обозначены самые тяжелые из изученных изотопов для каждого элемента.

значительно более короткое, чем то, которое требуется для кулоновского деления одного из ядер. При этом есть основания думать, что деформация взаимодействующих ядер, созданная кулоновским полем до их слияния, не окажет существенного воздействия на поведение составной системы.

4. Не учитывался такой канал распада составного ядра, как тройное деление с одновременным образованием трех осколков сравнимой массы. В работах /21,22/ показано, что тройное деление ядер ускоренными тяжелыми ионами имеет "каскадный" механизм и величина его сечения определяется делимостью возбужденных тяжелых осколков деления составного ядра. "Истинное" тройное деление до настоящего времени не наблюдалось, и невозможно высказать какие-либо суждения о вероятности этого процесса.

Если этот канал распада существует, то рассчитанные величины сечений необходимо уменьшить на фактор $\frac{\sigma_{\text{комп}} - \sigma_{3F}}{\sigma_{\text{комп}}}$.

5. Очень существенен вопрос о делимости тяжелых ядер в районе нового "острова" стабильности. Эти ядра, обладая высоким барьером деления (10 МэВ), согласно расчётам /9/, имеют очень низкую делимость ($\Gamma_n / \Gamma_f \approx 100-1000$), которая и использовалась в данной работе. Однако нужно учитывать, что барьер деления для таких ядер практически целиком связан с проявлением оболочечных эффектов в ядре и с ростом энергии возбуждения может разрушаться, что, по-видимому, должно приводить к увеличению делимости (уменьшению Γ_n / Γ_f). Этот вопрос недостаточно изучен экспериментально и теоретически. Однако имеющиеся экспериментальные факты о делимости возбужденных ядер с замкнутыми оболочками и подоболочками /23,24/ свидетельствуют, что вклад оболочечной поправки в барьер деления, по-видимому, существенен и при высоких энергиях возбуждения. Для внесения ясности в этот вопрос требуется, по-видимому, подробное экспериментальное изучение делимости ядер вблизи замкнутых нуклонных оболочек при различных энергиях возбуждения.

Ввиду перечисленных выше неопределенностей, вносимых в расчёт использованными предположениями, необходимо рассматривать полученные величины в качестве верхних границ для сечений образования нейтронообогащенных ядер новой области стабильности в реакции деления.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову за постановку задачи и интерес к работе, В.А.Карнаухову за полезную критику ряда положений работы, Ю.А.Музычке и Б.И.Пустыльнику за обсуждения и советы в процессе выполнения работы.

Л и т е р а т у р а

1. В.М.Струтинский, Ю.А.Музычка. Доклад на Международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, октябрь 1966г. Труды конференции, вып. 2.
2. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Nucl. Phys., 81, 1 (1966).
3. S.G.Nilsson, J.R.Nix, A.Sobiczewski, Z.Szymanski, S.Wicech, C.Gustafson, P.Moller. Nucl. Phys., A115, 545 (1968).
4. Ю.А.Музычка. Препринт ОИЯИ P7-4133, Дубна, 1968.
5. В.А.Чепурнов. ЯФ, 6, 955 (1967).
6. F.A.Gareev, B.N.Kalinkin, A.Sobiczewski. Phys. Letters. 22, 500 (1966).
7. С.Ф.Пауэлл. Вестник АН СССР 9, 5 (1968).
8. Г.Н.Флеров, В.П.Перелыгин. Препринт ОИЯИ. P7-4205. Дубна. 1969.
9. T.S.Sikkeland. Proc. of the Lysekil Symposium 539 (1966).
10. J.Wong. Nucl. Phys., A103, 3, 625 (1967).
11. Г.Н.Флеров. Nucleonika, 12, 12, 1081 (1967).
12. A.E.S.Green. Phys. Rev., 131, 2169 (1963).
13. J.Maly, J.R.Nix. Contribution to Internat. Conf. on Nuclear Structure, 224, Tokyo (1967).
14. T.S.Sikkeland, E.L.Haines, V.E.Viola. Phys. Rev., 125, 1350 (1962).

15. С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Ю.И.Пустыльник. Препринт ОИЯИ, Р7-4024, Дубна 1969.
16. С.А.Карамян, Ф.Нормуратов, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник, Г.Н.Флеров. ЯФ, 8, 4, 690 (1968).
17. F.Plasil, D.S.Burnett, H.C.Britt, S.G.Thompson. *Phys. Rev.*, 142, 696 (1966).
18. I.Zvara. *Proc. of the Third Conf. on Reaction between Complex Nuclei*. Univ. of California Press 1963, p.389.
19. H.M.Blann *Phys. Rev.*, 123, 1356 (1961).
20. L.Wiletz, E.Guth, J.S.Tenn. *Phys. Rev.*, 156, 4, 1349 (1967).
21. С.А.Карамян, И.Е.Кузнецов, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич. ЯФ, 5, 5, 959 (1967).
22. Ю.А.Музычка, Ю.Ц.Оганесян, Ю.И.Пустыльник, Г.Н.Флеров. ЯФ, 6, 2 306 (1967).
23. В.Л.Михеев, С.М.Поликанов. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, вып. 2, 65, Дубна (1966).
24. S.G.Thompson. *Proc. of the Lysekil Symposium* 275 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

27 февраля 1969 года.