

П-763



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

7 - 12137

ДРУИН
Виктор Александрович

**СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ КУРЧАТОВИЯ
И СТАБИЛЬНОСТЬ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР**

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1979

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. С момента получения в 1940 году первого трансуранового элемента, нептуния, и до наших дней, когда периодическая система Д.И. Менделеева пополнилась пятнадцатью новыми элементами тяжелее урана, вопрос о верхней границе области существования тяжелых ядер остается открытым.

Вся совокупность имеющейся к настоящему времени экспериментальной и теоретической информации дает основание полагать, что эта граница в конечном счете будет определяться устойчивостью ядер по отношению к спонтанному делению.

Спонтанное деление представляет собой наиболее трудный для теоретической интерпретации вид радиоактивного распада. В последние годы с развитием представлений о роли оболочечной структуры при повышенной деформации ядра достигнут заметный прогресс в понимании процесса деления. Тем не менее, существующие теоретические модели лишь качественно объясняют наблюдаемые свойства известных ядер, а при оценке времени жизни более тяжелых элементов дают значения, отличающиеся между собой на много порядков.

Поэтому экспериментальное изучение стабильности тяжелых ядер является одной из актуальных проблем физики атомного ядра.

Успех в решении этой задачи в свою очередь целиком зависит от развития методов синтеза ядер.

Девять трансурановых элементов от нептуния ($Z = 93$) до менделевия ($Z = 101$) впервые были синтезированы в ядерных превращениях под действием нейтронов, дейтронов или α -частиц. Однако возможности этих методов для продвижения в область больших Z практически исчерпаны, и они не применялись для получения элементов тяжелее менделевия.

Начиная с 1955 года, интенсивно развивается новое направление в синтезе тяжелых ядер - использование ускоренных тяжелых ионов ($Z > 2$)^{1/1}. Этот метод позволил существенно отодвинуть границу области известных ядер: с его помощью уже синтезированы 102-107 элементы. Тем не менее, стремление исследователей к получению новых ядер не ослабевает. Это объясняется, в первую очередь, тем, что на пути изучения сложных многонуклонных ядерных систем можно ожидать появления и новых эффектов, и новых закономерностей. В экспериментах по синтезу трансфермиевых элементов уже обнаружен ряд качественно новых явлений, связанных с делением тяжелых ядер.

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических
наук, член-корреспондент АН СССР

И.И. ГУРЕВИЧ

Доктор физико-математических
наук, профессор

К.А. ПЕТРЖАК

Доктор физико-математических
наук, профессор

Г.Н. СМЕРЕНКИН

Ведущее предприятие:

Институт ядерных исследований АН УССР (Киев).

Защита диссертации состоится " " 1979 года
в " " часов на заседании Специализированного совета
Д.047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории
ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований
(г. Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИИ.

Автореферат разослан " " 1979 года.

Ученый секретарь Специализированного совета

Ю.В. ТАРАН

Открытие в 1962 году спонтанного деления из изоморного состояния новой природы (так называемая изомерия формы ядра ^{/3/}) привело теоретиков к развитию "метода оболочечной поправки", на базе которого удалось оценить барьеры спонтанного деления сверхтяжелых элементов и сделать нетривиальное предсказание "острова стабильности" в районе $Z = 110-120$.

Многообещающим представляется также открытие запаздывающего деления, изучение которого позволит получить важную информацию о структуре барьеров деления.

По мере того, как синтезируются и исследуются все новые трансфермиевые элементы, надежность оценки возможных свойств сверхтяжелых ядер возрастает.

Основной целью настоящей работы является поиск оптимальных путей и осуществление синтеза в ядерных реакциях с тяжелыми ионами ряда изотопов 100-106 элементов для изучения их стабильности относительно спонтанного деления и α -распада.

Научная новизна и практическая ценность работы.

В диссертации представлены результаты работ, выполненных в 1955-78 гг. В этих работах были развиты различные методы идентификации короткоживущих трансфермиевых элементов. В основу их разработки положены данные экспериментального изучения особенностей ядерных реакций между сложными ядрами (деление ядер ^{/5,6/}, испарение нейтронов и заряженных частиц из составных ядер ^{/24/}, угловое распределение атомов отдачи ^{/9/}).

Ряд разработанных нами методов идентификации (коллимационный метод, основанный на специфике угловых распределений ^{/23/}; метод корреляций в последовательных α -распадах генетически связанных ядер ^{/25/} и др.) уже нашел применение в экспериментах других исследователей.

Важное значение имеет (не только для настоящей работы) обнаружение и изучение основных источников α -радиоактивного фона и фона спонтанного деления, а также разработка способов их подавления.

Созданная в работе высокочувствительная аппаратура для регистрации α -распада и спонтанного деления позволила синтезировать и изучить свойства 15 изотопов элементов от фермия ($Z=100$) до $Z=106$, большинство из них впервые.

Полученные результаты в совокупности с данными других работ ЛЯР ОИЯИ признаны приоритетными и отмечены дипломами на открытие 103, 104 и 105 элементов ^{/36-38/}.

Особый интерес представляет исследование ^{/2/} свойств изотопа ²⁶⁰Ku. Для его периода полураспада обнаружено резкое отклонение ($\sim 10^5$) в сторону больших значений от оценок на основе экстраполяции систематизи, что явилось указанием на наличие новой закономерности в поведении $T_{SF}(N)$ в области курчатовия.

Экспериментальные результаты стимулировали появление ряда теоретических работ, в которых предпринята попытка на основе динамических расчетов проницаемости барьера объяснить новую закономерность.

Это, в свою очередь, позволяет более реально подходить к оценке свойств сверхтяжелых элементов.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Продвижение в область трансфермиевых элементов ($Z > 100$) стало возможным благодаря созданию эффективного метода синтеза новых ядер с помощью тяжелых ионов.

2. Методы идентификации трансфермиевых элементов, основанные на установленных закономерностях реакций синтеза и на свойствах самих исследуемых ядер (измерение функции возбуждения, величины сечения и углового распределения атомов отдачи, перекрестные облучения, корреляции последовательных распадов генетически связанных изотопов и др.) позволяют однозначно определить Z и A синтезируемых ядер.

3. Общие закономерности в изменении стабильности ядер, выявленные в результате исследования их радиоактивных свойств, указывают на преобладающую роль спонтанного деления тяжелых ядер с $Z \geq 104$ по сравнению с α -распадом.

4. Имеет место резкий скачок ядерных свойств изотопов курчатовия вблизи $N = 152$, что приводит к существенному изменению зависимости $T_{SF}(N)$ по сравнению с установленной для более легких элементов (Cf, Fm, 102). Этот эффект впервые наблюдался в опытах по синтезу и изучению свойств ²⁶⁰Ku, а затем обнаружен и при исследовании спонтанного деления других ядер с $Z \geq 104$.

Содержание работы:

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения.

Во введении кратко рассматриваются основные методы синтеза трансурановых элементов.

Известно, что первый трансураниевый элемент, нептуний, был синтезирован путем облучения урана нейтронами. Этим методом в ядерных реакторах в настоящее время получают все трансураниевые элементы вплоть до фермия ($Z = 100$) и накапливают их в весовом количестве. В мощных реакторах типа SM-2 в СССР или HFIR в США при плотности нейтронного потока $(3-5) \cdot 10^{15}$ нейтронов $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}$ годовое производство тяжелых изотопов кюрия, берклия, калифорния составляет от сотен микрограммов до граммов.

Вместе с тем, возможности данного метода для продвижения в область $Z \geq 101$ практически оказались исчерпанными. Малое время жизни изотопа фермия ^{258}Fm ($T_{1/2} = 380$ мкс) поставило для реактора предел на ^{257}Fm .

После того, как из продуктов термоядерного взрыва были выделены эйнштейний и фермий, американские ученые возлагали большие надежды на получение трансфермиевых элементов путем мгновенного присоединения к урану (или одному из трансураниевых элементов) многих нейтронов в момент взрыва. Однако и этим методом не удалось продвинуться дальше ^{257}Fm (захват 19 нейтронов с цепочкой β -распадов ^{257}U).

Отдельные трансураниевые элементы были синтезированы с помощью дейтронов и α -частиц. В этих опытах реакторные изотопы служили стартовым материалом.

Так, например, в ядерной реакции $^{253}\text{Es}(\alpha, n)^{256}\text{Md}$ был открыт менделевий ($Z = 101$). Этим же способом, в принципе, может быть получено несколько изотопов элемента 102 в реакциях $^{257}\text{Fm}(\alpha, xn)^{261-x}\text{102}$, но это сопряжено с большими трудностями, поскольку количество ^{257}Fm ограничено.

Вместе с тем использование более тяжелых частиц, чем гелий, дает возможность изменить скачком порядковый номер сравнительно легкой мишени, без всяких промежуточных стадий. Так, например, путем присоединения ядра неона ($Z = 10$) к ядру урана ($Z = 92$) должно образоваться ядро элемента 102. На рис. 1 показан ряд возможных путей синтеза элемента 102 при использовании ^{238}U в качестве исходного вещества.

Принципиальная возможность получения сколь угодно тяжелого элемента этим методом привлекла внимание физиков многих лабораторий мира. Однако ее осуществление требовало прежде всего

создания мощных ускорителей для получения интенсивных пучков тяжелых ионов.

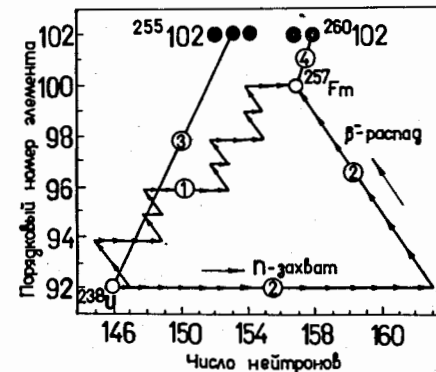


Рис. 1. Способы синтеза тяжелых атомных ядер на примере 102-го элемента: 1 - захват медленных нейтронов в реакторе с последующим β -распадом; 2 - импульсное облучение ^{238}U потоком нейтронов (термоядерный взрыв) с цепочкой β -распадов; 3 - облучение ^{238}U ионами ^{22}Ne ; 4 - облучение ^{257}Fm α -частицами.

Уже первые эксперименты по получению эйнштейния и фермия на циклотроне ^{4/} путем облучения урана ионами ^{14}N и ^{16}O , а также по делению ядер урана ^{5,6/} ионами ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O показали, что сечение образования этих элементов мало и составляет всего лишь $\sim 10^{-6}$ от эффективного сечения взаимодействия ядер (т.е. $\sim 10^{-30}$ см^2). Основным каналом распада составного ядра является деление. Можно было ожидать, что выход элемента 102 не превзойдет этой величины, а, возможно, будет еще ниже. Это - первая трудность, с которой встретились экспериментаторы при разработке нового метода.

С другой стороны, общая тенденция к постепенному уменьшению времени жизни в ряду известных элементов и оценки периодов полураспада элемента 102 и более тяжелых указывали, что доступные этому методу изотопы должны быть короткоживущими. А это, в свою очередь, означало, что идентификация порядкового номера (Z) и массового числа (A) синтезируемых изотопов не могла быть выполнена традиционными методами ионообменной хроматографии и экстракции. Необходимо было разработать новые высокочувствительные экспрессные методы обнаружения и изучения радиоактивных свойств короткоживущих ядер.

В связи с этим на 150-см циклотроне ИАЭ им. И.В.Курчатова в первую очередь были поставлены эксперименты ^{5,6,7/}, направленные на выявление характерных особенностей взаимодействия сложных ядер, которые позволили бы создать оптимальные способы синтеза и идентификации ядер. Дальнейшее развитие эти работы получили после 1960 года с вводом в строй 310-см циклотрона Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

1 глава диссертации посвящена рассмотрению некоторых из этих особенностей, обнаруженных нами при изучении деления ядер, углового распределения атомов отдачи, испарения нейтронов и заряженных частиц из составного ядра и др. В результате было показано, что оптимальной реакцией синтеза в силу своей специфики является реакция полного слияния взаимодействующих ядер палетающего иона (Z_1, A_1) и мишени (Z_2, A_2). В реакции полного слияния заряд, масса и энергия возбуждения составного ядра хорошо определены.

Поперечное сечение образования составного ядра выражается простой формулой

$\sigma_0 = \pi r_0^2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2 \sigma_c = \sigma_c (1 - \frac{V}{E})$ при $E \gg 1,2$ В, где $\sigma_0 = \pi r_0^2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2$ - геометрическое сечение, V - кулоновский барьер, E - энергия налетающего иона.

В экспериментах по делению ядер висмута и урана под действием ¹²C, ¹⁴N и ¹⁶O мы нашли, что наилучшим образом сечение образования составного ядра описывается при $\sigma_0 = 1,50 \pm 0,05$ ферми ^{5,6/}.

Кинетическая энергия ионов, превышающая кулоновский барьер ($\sim 5 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$ для урана), расходуется на изменение энергии связи нуклонов, "отдачу" и внутреннее возбуждение составного

ядра. Легко показать, что энергия возбуждения составных ядер для ионов от углерода до неона и мишеней от урана до калифорния достигает 40-60 МэВ. Нейтрон может унести в среднем 10-12 МэВ. Поэтому для охлаждения возбужденного ядра должно испариться 4-5 нейтронов, причем на всех ступенях испарительного каскада имеет место сильная конкуренция со стороны деления. Эта конкуренция определяется соотношением нейтронной и делительной ширины $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$, которая в трансфермиевой области по порядку величины равна 10^{-2} . Отсюда следует, что доля составных ядер, "выживающих" в процессе испарения X нейтронов, пропорциональна $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})^X$, при $X = 4$ составляет $\sim 10^{-8}$.

Вместе с тем, по другим каналам взаимодействия, но проходящим через стадию составного ядра, образуются с относительно большой вероятностью продукты реакций неполного слияния (подхват, срыв, обмен нуклонами между взаимодействующими ядрами), которые могут оказаться серьезным фоном при поисках новых α -излучателей или спонтанно делящихся ядер. Поэтому проблема выявления, изучения и устранения источников фона в экспериментах по синтезу трансфермиевых элементов приобретает первостепенное значение ^{122/}. Так, например, в работе по получению 102-го элемента ^{17/} мы обратили внимание на возникновение большого числа α -излучателей в области полония - радия, свойства которых чрезвычайно близки к ожидаемым свойствам трансфермиевых элементов. В частности, нами были обнаружены аномально долгоживущие излучатели длиннопробежных α -частиц с энергией 8,87 и 11,65 МэВ, которые позже были идентифицированы как изомеры полония ^{211m}Po ($T_{1/2} = 25$ с) и ^{212m}Po ($T_{1/2} = 45$ с).

Выяснилось, что в этих опытах главным источником фона являются реакции передачи нуклонов на микропримесях свинца и ртути в веществе мишени. Исследования показали, что сечения образования изотопов Po-Ra в реакциях передачи на Pb и Hg с ионами C ÷ Ne в сотни тысяч раз больше, чем сечения образования трансфермиевых элементов. Это привело нас к необходимости разработки методов тщательной очистки мишенного вещества от Pb и Hg, а также и чувствительных методов активационного анализа с помощью тяжелых ионов для их обнаружения.

Именно эти исследования в дальнейшем обеспечили нам успех в экспериментах по синтезу 102-го и 103-го элементов ^{17/}, в то время как недостаточное внимание к этой проблеме в ранних

зарубежных работах явилось причиной ошибочной идентификации элементов 102 и 103 - "нобелия" (1957г.) и "лоуренсия" (1961г.).

Другой, объективно существующий источник фона - реакции передачи на самой мишени - требует совсем иного подхода для его подавления. Исключительно важное значение здесь приобретает явление "отдачи", о котором упоминалось ранее, т.е. передача импульса налетающего иона составному ядру. При полном слиянии взаимодействующих ядер атомы отдачи приобретают энергию $E_0 = E \frac{A_1}{A_1 + A_2}$, где E - энергия иона, A_1 - его масса, A_2 - масса ядра мишени. Для случая $^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{260}\text{102}$ при энергии ионов ^{22}Ne выше кулоновского барьера (~ 110 МэВ) энергия отдачи атомов $^{260}\text{102}$ превышает 10 МэВ, что вполне достаточно для прохождения слоя в веществе мишени порядка $1 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$. Пробеги атомов отдачи радона в золоте изучались нами экспериментально [7] при облучении золотых мишеней различной толщины ионами ^{14}N . Применяя мишень толщиной не более величины пробега, удается обеспечить полное отделение продуктов ядерных реакций от вещества мишени. Это само по себе представляется важным, поскольку выбитые атомы можно собрать и перенести из зоны облучения к детекторам излучения. При детектировании осколков спонтанного деления чаще всего используется прямое вбивание атомов отдачи в материал сборника, который затем перемещается механически. В случае регистрации α -распада, когда требуются тонкие источники, разработаны методы транспортировки и сбора атомов отдачи с помощью газовой струи или газowego потока [6].

К сожалению, из мишени вылетает также и значительная доля атомов - продуктов неполного слияния взаимодействующих ядер.

Однако изучение углового распределения атомов отдачи, образующихся в результате полного и неполного слияния [9], показало существенную разницу между ними.

На рис. 2 представлены экспериментальные угловые распределения продуктов реакций типа (HI, xn) , $(\text{HI}, \alpha xn)$ и $(\text{HI}; -\gamma p, -xn)$. Атомы отдачи из реакций (HI, xn) имеют узко направленное вперед распределение с максимумом при 4° , в то время как атомы отдачи с вылетом прямых α -частиц и особенно продукты многонуклонных передач имеют гораздо более широкое угловое распределение.

Таким образом было установлено, что вид углового распределения содержит очень важную информацию о механизме ядерной реакции.

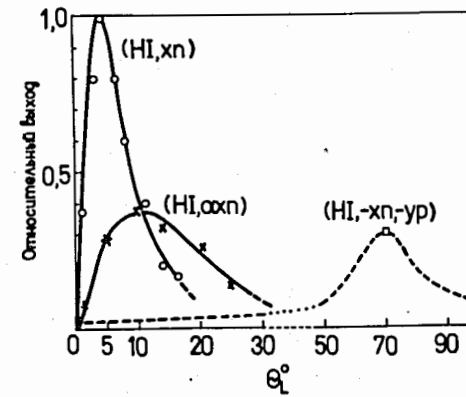


Рис. 2. Дифференциальные угловые распределения продуктов реакции полного слияния $^{197}\text{Au} (^{14}\text{N}, 4-6n) ^{205-207}\text{Rn}$, изотопов радия - продуктов реакций многонуклонных передач при взаимодействии $^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$ и продукта реакции с вылетом прямой α -частицы.

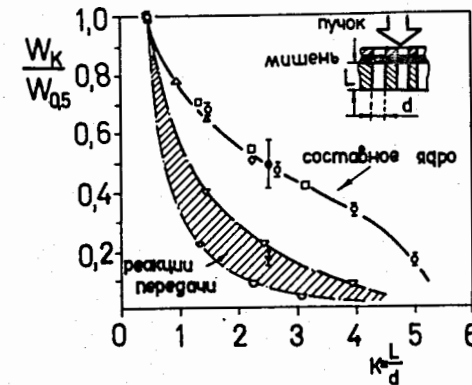


Рис. 3. Зависимость выхода продуктов от степени коллимации атомов отдачи, образующихся в реакциях полного слияния $[^{238}\text{U} (^{16}\text{O}, 6n) ^{254}\text{Fm}]$
 \square - $^{197}\text{Au} (^{22}\text{Ne}, 5-6n) ^{213, 214}\text{Ac}$; \circ - $^{235}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 5n) ^{252}\text{102}$;
 Δ - $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 4n) ^{256}\text{102}$; \bullet - ^{260}Ku] и реакциях передачи
 $[\circ - ^{208}\text{Pb} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{212}\text{mPo}$; $\nabla - ^{242}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{242}\text{fAm}$;
 $\blacktriangledown - ^{243}\text{Am} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{242}\text{fAm}]$.

Основываясь на специфике угловых распределений продуктов различного типа реакций, мы разработали так называемый коллимационный метод идентификации ядер ¹²³. Этот метод рассматривается в II главе наряду с другими особенностями реакций синтеза, использующимися для идентификации продуктов.

Суть коллимационного метода состоит в том, что вместо измерения дифференциальных угловых распределений используются коллиматоры для вылетающих из мишени атомов отдачи. Нами была проведена серия опытов, в которых изучалась зависимость выхода продуктов в реакциях с образованием составного ядра и в реакциях передачи от степени коллимации. На рис. 3 представлен экспериментальный результат, указаны исследованные реакции.

Верхняя кривая соответствует выходу продуктов полного слияния, а нижние кривые (полоса) – выходу продуктов различных реакций передачи. Наблюдается большая разница в измеренных зависимостях. Этим способом удается при незначительном снижении выхода продуктов полного слияния существенно подавить выход побочных продуктов. С другой стороны, коллимационный метод дает возможность определить тип реакции (полное или частичное слияние), благодаря которой образуется исследуемый продукт, т.е., по существу, идентифицировать Z продукта. Для этого достаточно установить, как изменился его выход с изменением степени коллимации.

Другой важной характеристикой типа ядерной реакции является энергетическая зависимость вероятности образования продукта (функция возбуждения).

Экспериментально установлено, что реакции полного слияния с образованием составного ядра и испарением нейтронов имеют функции возбуждения, близкие по своему виду к распределению Гаусса, с шириной на полувысоте около 10 МэВ.

В отличие от этого, функции возбуждения реакций, не сопровождающихся образованием составного ядра, имеют, как правило, нарастающий с увеличением энергии ход или значительно большую ширину на полувысоте (~ 20 МэВ). На основе статистической модели ядра Джексоном и Сиккеландом разработан метод для расчета сечений (HI, xn) – реакций, который удовлетворительно описывает большое число экспериментальных данных по получению тяжелых ядер.

Сечение реакции с испарением X нейтронов определяется выражением

$$\sigma_{xn}(E) = \sigma_c(E) \cdot \left\langle \frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right\rangle^x \cdot P_{xn}(E^*),$$

где $\sigma_c(E)$ – сечение образования составного ядра;

$P_{xn}(E^*)$ – вероятность испарения x нейтронов ядром с энергией возбуждения E^* ;

$\left\langle \frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right\rangle$ – отношение нейтронной и делительной ширин, усредненное по нейтронному каскаду. Величину $P_{xn}(E^*)$ можно рассчитывать, если известна температура ядра T и энергия связи нейтронов.

Следует отметить, что измерение $\sigma_{xn}(E)$ дает возможность определить положение максимума на энергетической шкале, которое свидетельствует о количестве X испарившихся нейтронов, а следовательно, и о массовом числе конечного продукта.

Нами измерялись функции возбуждения ($HI, 4-5n$) реакций в широком диапазоне Z и A мишеней ($Os-Cf$) и частиц ($^{12}C-^{31}P$) в экспериментах по получению новых изотопов от радия и протактиния ^{10,11} до элемента 106 ¹². На рис. 4 показаны функции возбуждения реакций $^{238}U(^{22}Ne, 4-5n)^{255,256}102$, в результате измерения которых были получены два новых изотопа элемента 102 ¹⁴. Аналогичным образом нами были идентифицированы α -радиоактивные изотопы $^{246,249}Fm$ ¹³, $^{251}102$ ¹⁵ и $^{255,256}103$ ^{16,17}. Данные об энергиях α -распада и временах жизни этих изотопов были подтверждены в работах других авторов. Знание периодов полураспада четно-четных изотопов фермия и 102 -го элемента, измеренных по α -излучению, позволило, в свою очередь, идентифицировать их по спонтанному делению и определить ветви этого вида распада ¹⁸⁻²¹.

Следует отметить, что априори не было очевидно, каков вклад конкурирующих реакций, сопровождающихся испарением из составного ядра заряженных частиц. В связи с этим мы провели исследование ²⁴ реакций типа (HI, pxn) для $x=1,2,3,4$. Особенно тщательно изучалась реакция $^{238}U(^{22}Ne, p3n)^{256}Md$ в сопоставлении с реакциями $^{238}U(^{22}Ne, 4-5n)^{255,256}102$. Экспериментальный результат показан на рис. 4. Видно, что максимум ($^{22}Ne, p3n$) – реакции смещен в сторону больших энергий приблизительно на 13 МэВ по сравнению с максимумом ($^{22}Ne, 4n$) – реакции. Это смещение, очевидно, обусловлено наличием кулоновского барьера для испарительного протона.

В случае испарения протона сечение ядерной реакции за-

висит не только от величины $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}$, но и от отношения нейтронной и протонной ширины $\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n}$, которое в статистической теории определяется выражением

$$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} \approx \frac{Z}{N} \cdot \exp \left\{ \frac{B_n - B_p - V_p}{T} \right\},$$

где B_n и B_p - энергии связи нейтрона и протона, V_p - кулоновский барьер для протона, T - ядерная температура.

Для рассматриваемых реакций в предположении испарения протона на первой ступени каскада $\sigma_{4n} \sim \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \right)^4$, в то время как $\sigma_{p3n} \sim \left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} \right) \cdot \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \right)^{260/102} \cdot \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \right)^3$. Малая величина $\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} \approx 0,01$

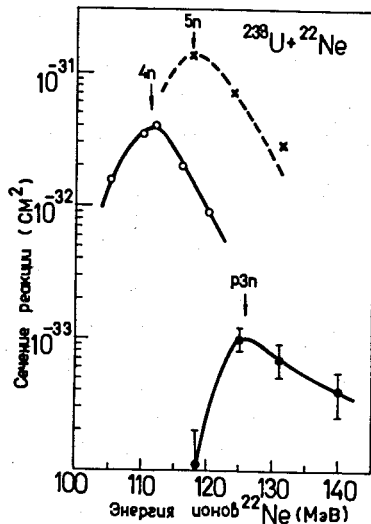


Рис. 4. Функции возбуждения ядерных реакций $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 4-5n) ^{255, 256}\text{102}$ и $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, p3n) ^{256}\text{Md}$.

приводит к тому, что максимальное сечение σ_{p3n} примерно в 40 раз ниже сечения σ_{4n} .

Аналогичным образом в ядерных реакциях $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, pn) ^{256}\text{Md}$, $^{241}\text{Pu} (^{18}\text{O}, p2n) ^{256}\text{Md}$

$^{244}\text{Am} (^{16}\text{O}, p4n) ^{252}\text{102}$ было показано, что сечения этих реакций в десятки раз ниже сечений наиболее часто применяемых реакций синтеза ($\text{HI}, 4-5n$).

Таким образом, выходом продуктов ($\text{HI}, p\chi n$) - реакций, который не превышает нескольких процентов от выхода продукта ($\text{HI}, \chi n$) реакции, можно пренебречь. Поэтому абсолютная величина эффективного сечения реакции синтеза ($\text{HI}, \chi n$), которая может быть рассчитана с точностью до фактора 2-5, является веским аргументом при идентификации неизвестного ядра.

В ряде случаев, особенно когда сечение образования нового элемента невелико ($\leq 10^{-38} \text{ см}^2$), в качестве дополнительных методов идентификации α -радиоактивных изотопов могут быть использованы корреляционные методы, позволяющие установить генетическую связь искомого изотопа с хорошо известным дочерним ядром. В основе корреляционных методов лежит эффект "двойной отдачи": "атомы отдачи" - продукты реакции тормозятся в газе, затем транспортируются газовым потоком и улавливаются на поверхности сборника в виде тонкого слоя. Вторичная отдача обусловлена вылетом

α -частицы материнского ядра. Дочернее ядро приобретает при этом энергию 100-150 КэВ. Разработано несколько модификаций экспериментальных установок, принцип действия которых определяется свойствами дочернего ядра.

В разработанной нами методике детектирования "задержанных ($\alpha - \alpha'$) - совпадений" $^{256}\text{102}$ подвижный сборник атомов отдачи непрерывно переносит их к $\text{Si}(\text{Au})$ детекторам α -излучения. Если появляется α -частица в ожидаемом для материнского ядра интервале энергий, сборник с внедренным в него дочерним изотопом останавливается перед детектором на время, достаточное для регистрации α -распада дочернего ядра (α').

Подобные системы имеют эффективность регистрации "совпадений" $\sim 40\%$ и использовались нами в опытах по идентификации изотопа $^{260}\text{105} / ^{257}\text{105}$, а затем и в Беркли (США) при исследовании α -распада изотопов $^{261, 262}\text{105}$ и $^{263}\text{106}$.

Мы разработали также высокоэффективную аппаратуру непрерывного действия для случая, когда α -распад материнского ядра сопровождается спонтанным делением дочернего $^{267}\text{106}$.

Из других методов идентификации α -радиоактивных изотопов отметим метод ($\alpha - X$)-совпадений, который применялся в

Ок-Ридже (США) для доказательства факта синтеза некоторых изотопов 104 и 105 элементов с четным числом нуклонов. Альфа-распад таких ядер с большой вероятностью приводит к возбужденному состоянию дочернего ядра. Последующий γ -переход сопровождается внутренней конверсией и, как следствие, испусканием рентгеновского излучения. Детектирование X -лучей K - или L -серии позволяет установить Z дочернего ядра. Однако сравнительно низкая эффективность регистрации $(\alpha-X)$ -совпадений, зависящая от свойств детектируемых ядер, ограничивает его применимость.

С этой точки зрения более перспективным представляется метод $(\alpha-M)$ -совпадений, т.е. детектирование α -частицы материнского ядра в совпадении с дочерним ядром-отдачей. Эффективность этого метода не зависит от типа материнского и дочернего ядер. Метод позволяет измерить с определенной точностью массу дочернего ядра M по времени пролета.

Выше были рассмотрены методы идентификации новых ядер, разработанные главным образом в процессе опытов по синтезу α -радиоактивных изотопов; отмечены естественные трудности при работе с α -радиоактивностью и обсуждены возможные пути их преодоления.

Вместе с тем, экспериментальные данные и теоретические оценки показывали, что для тяжелых ядер с ростом Z все большую конкуренцию α -распаду должно составлять спонтанное деление. Ожидалось, в частности, что уже у некоторых изотопов элемента 104 (например, у $^{260}104$) спонтанное деление будет доминирующим процессом распада.

Возникал вопрос, насколько применимы разработанные методы для идентификации спонтанно делящихся ядер, какими должны быть способы регистрации спонтанного деления короткоживущих изотопов.

В отличие от α -распада спонтанное деление является более сложным и, вообще говоря, более информативным процессом. Если в α -распаде мы имеем дело лишь с двумя фрагментами -

α -частицей и дочерним ядром, то при спонтанном делении появляется двух осколков с определенной кинетической энергией сопровождается испусканием нейтронов, γ -квантов, рентгеновского излучения из осколков. Эти характеристики деления содержат богатейшую информацию об индивидуальных свойствах делящегося ядра. Очевидно, полный опыт (измерение кинетических энергий осколков, числа нейтронов и γ -квантов, детектирование совпадающих

X -лучей осколков) позволил бы однозначно установить Z и A синтезируемого ядра. Однако постановка такого опыта сопряжена с огромными трудностями, если иметь в виду, что распад новых короткоживущих ядер необходимо регистрировать вблизи мишени, в условиях интенсивного нейтронного и γ -излучения.

Впервые с проблемой регистрации спонтанного деления и идентификации короткоживущего делящегося изотопа мы столкнулись в опытах по получению элемента 104 (курчатовия), которые излагаются в III главе.

Оценки показывали, что сечение образования нового элемента в любой доступной комбинации мишень-частица будет невелико ($10^{-33} - 10^{-34}$ см²). Это означало, что в длительных экспериментах мы будем иметь дело в лучшем случае с десятками атомов элемента 104, распадающихся с коротким периодом полураспада. Поэтому задача поиска неизвестного ядра могла быть решена только с помощью методики, обладающей предельно высокой чувствительностью и достаточной экспрессностью. Известно, что максимальная чувствительность достигается при регистрации осколков по сравнению со всеми другими видами излучений. Отдельные осколки сами по себе, естественно, не несут информации о свойствах исходного ядра. Однако измерение временного распределения осколков от деления продуктов реакций позволяет судить о периоде полураспада делящихся ядер. Если аппаратура обеспечивает измерение времени жизни спонтанно делящегося ядра, то дальнейшая идентификация этой активности может быть выполнена методами, вытекающими из закономерностей взаимодействия сложных ядер, которые обсуждались выше.

В наших опытах по синтезу элемента 104 применялось несколько разновидностей установок, принцип действия которых аналогичен. Атомы отдачи - продукты ядерных реакций, приобретаая импульс бомбардирующей частицы, вылетали из мишени и внедрялись в металлический сборник (вращающийся диск или подвижную ленту), который переносил их к детекторам осколков. В качестве последних использовались ионизационные камеры, либо трековые детекторы (стекло, лавсан). При этом выбирались материалы сборника и детекторов с минимальным содержанием урана и других делящихся веществ (меньше 10^{-8} г/г), чтобы исключить фон в детекторах за счет вынужденного деления примесей нейтронами и γ -квантами. Большим преимуществом трековых детекторов является их нечувствительность к нейтронному, α -, β - и γ -излучению. При фиксированной

скорости движения сборника по разности показаний числа импульсов от ионизационных камер или по распределению треков вдоль детекторов можно определить время жизни синтезируемых ядер.

Набор известных к тому времени спонтанно делящихся ядер более легких элементов, которые могли бы создать фон для I04-го элемента, был весьма ограничен. Среди них наибольшую опасность представлял ^{256}Fm ; целиком спонтанно делящийся изотоп с периодом полураспада 2,7 часа. Он мог образоваться в реакции много-нуклонной передачи при взаимодействии бомбардирующей частицы с ядром мишени. Исследуемый изотоп $^{260}\text{I04}$ можно получить в реакции типа $(\text{HI}, 4n)$, используя несколько комбинаций мишень-частица ($^{242}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne}$, $^{246}\text{Cm} + ^{18}\text{O}$, $^{249}\text{Bk} + ^{15}\text{N}$). Анализ имеющихся экспериментальных данных и расчеты показывали, что сечение реакции $(\text{HI}, 4n)$, приводящей к образованию одного и того же ядра, будет тем больше, чем тяжелее мишень. Вместе с тем, из оценок ожидался еще более быстрый рост по мере утяжеления мишени сечения реакции много-нуклонной передачи, в которой образуется ^{256}Fm (в последующих опытах мы установили, что сечение образования ^{260}Ku действительно в ~ 10 раз больше на Bk , чем на Pu , в то время как выход ^{256}Fm увеличивается при переходе от Pu к Bk больше, чем в 100 раз).

Это обстоятельство определило выбор реакции синтеза в первых экспериментах - $^{242}\text{Pu} (^{22}\text{Ne}, 4n) ^{260}\text{I04}$, поскольку соотношение эффект/фон здесь более благоприятное.

Эксперименты по синтезу изотопа $^{260}\text{I04}$ были начаты с помощью устройства с вращающимся алюминиевым диском - сборником и двумя ионизационными камерами ^{127/}.

Быстрота действия и эффективность аппаратуры позволяли регистрировать распад ядер, живущих более 1 мс и образующихся с поперечным сечением $\sigma \geq 10^{-34} \text{ см}^2$.

При энергии ионов неона, равной 114 МэВ, где ожидался максимум сечения реакции $^{242}\text{Pu} (^{22}\text{Ne}, 4n) ^{260}\text{I04}$, была наблюдаена активность с $T_{1/2} \approx 14$ мс. Выяснилось, однако, что она образуется в реакции иного типа. С увеличением энергии ионов выход 14-мс активности возрастал - функция возбуждения резко отличалась от характерной испарительной кривой. Контрольный опыт с заменой мишени на урановую, в котором не могли получаться продукты с $Z > 102$, показал, что эта активность наблю-

дается и в этом случае, т.е. она не связана с распадом I04-го элемента, а принадлежит более легкому ядру. Вскоре в перекрестных облучениях удалось установить, что с периодом полураспада 13,7 мс распадается делящийся изотоп ^{242}Am . Была высказана гипотеза об изомерии формы ядра ^{13/}.

Неожиданное, интересное само по себе явление, вызвавшее к жизни поток экспериментальных и теоретических работ, оказалось серьезным препятствием на пути изучения спонтанного деления трансфермиевых ядер.

Дальнейшие эксперименты в этом направлении требовали более пристального внимания к возможности образования в реакциях передачи спонтанно делящихся "фоновых" активностей. Две из них теперь уже были известны - это изотоп ^{242}Am и изотоп ^{256}Fm .

Стало ясно, что дисковый сборник не удовлетворяет задаче поиска как из-за накопления ^{256}Fm , так и благодаря загрузке детекторов осколками ^{242}Am , сечение образования которого примерно в 10 раз превышало ожидаемое сечение синтеза $^{260}\text{I04}$.

Поэтому в новой установке ^{12/} для сбора атомов отдачи использовался 8-метровый ленточный транспортер и трековые детекторы осколков, расположенные вдоль всей ленты на длине 8 метров. Варьирование скорости движения ленты позволяло изменять плотность распределения треков от распада одного и того же продукта (т.е. масштаб кривых распада). Это в значительной степени облегчало поиск изотопа с неизвестным периодом полураспада в условиях фона.

В этой серии опытов наряду с известными - 13,7 мс и 2,7 ч. была выделена активность с $T_{SF} = 0,3 \pm 0,1$ с. Повторные измерения с лучшей статистикой дали более точное значение периода полураспада новой активности ($T_{SF} \approx 100$ мс). Методом измерения функции возбуждения, показанной на рис. 6, коллимационным методом (см. рис. 3) и в перекрестных облучениях эта активность была идентифицирована как изотоп $^{260}\text{I04}$. Наряду с этим наблюдался более легкий изотоп, образующийся в реакции $^{242}\text{Pu} (^{22}\text{Ne}, 5n) ^{259}\text{I04}$, который распадается путем спонтанного деления ($\sim 20\%$) с $T_{1/2} \approx 4$ с.

Авторы работ ^{12/} предложили назвать I04-й элемент курчатовием (символ Ku) в знак признания выдающихся заслуг И.В.Курчатова в становлении и развитии в СССР физики атомного ядра.

В дальнейшем исследовании спонтанного деления курчатовия продолжались по нескольким направлениям:

- проводились опыты по получению ^{260}Ku и изучению закономерностей его синтеза в других ядерных реакциях;
- предпринимался поиск спонтанного деления других изотопов;
- изучались химические свойства нового элемента.

Необходимость повторного синтеза ^{260}Ku в других ядерных реакциях вызывалась тем большим интересом, который возник к экспериментальным данным о времени жизни нового изотопа в связи с их резким отклонением ($\sim 10^5$) от значений, полученных на основе экстраполяции систематики и некоторых теоретических оценок (I мкс).

Чтобы увеличить выход нового элемента и одновременно уменьшить фон, обусловленный образованием и делением ^{242}Am , мы облучали более тяжелые мишени для синтеза ^{260}Ku в ядерных реакциях $^{246}\text{Cm} (^{18}\text{O}, 4n)^{260}\text{Ku} /28/$ и $^{249}\text{Bk} (^{15}\text{N}, 4n)^{260}\text{Ku} /29/$.

Это, однако, потребовало создания новой установки для существенного подавления фона от ^{256}Fm , поскольку, как и ожидалось, его выход резко возрос. В этой установке, работающей по принципу магнитофона (рис.5), в качестве сборника атомов отдачи использовалась тонкая никелевая лента длиной до 800 м, что позволило в 100 раз уменьшить (по сравнению с 8-метровым транспортом) фон от ^{256}Fm на единицу длины детектора.

В обеих исследованных реакциях четко выделялась активность с $T_{SF} = 80$ мс, которая была идентифицирована, как и в случае $^{242}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne}$, методом измерения функций возбуждения, показанных на рис.6, а также и коллимационным методом. Эксперименты со всей очевидностью показали, что эта активность образуется в ядерной реакции, протекающей через стадию составного ядра и, следовательно, принадлежит ^{260}Ku .

Таким образом, одна и та же спонтанно делящаяся активность с $T_{SF} = 80$ мс была синтезирована в трех ядерных реак-

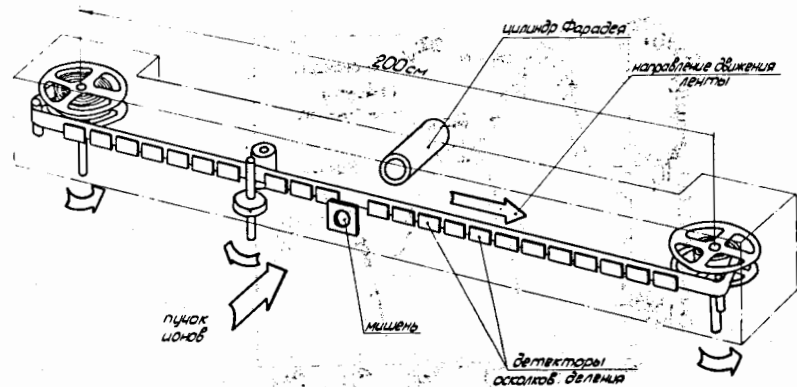


Рис. 5. Схема экспериментальной установки для синтеза короткоживущих спонтанно делящихся ядер в условиях долгоживущего фона ("магнитофон" с Ni лентой - сборником длиной до 800м).

циях. Двумя методами - коллимационным и по виду функции возбуждения - она идентифицирована как ^{260}Ku . Это даёт основание утверждать, что отклонение T_{SF} изотопа ^{260}Ku от экстраполяции систематики не связано с погрешностями эксперимента, а служит указанием об изменении характера самой систематики.

Неудачные попытки группы из Беркли [Гюрсо, 1976] наблюдать эту активность в реакциях $^{248}\text{Cm} + ^{16}\text{O}$ и $^{249}\text{Bk} + ^{15}\text{N}$ обусловлены, на наш взгляд, высоким уровнем фона от ^{256}Fm , который в их аппаратуре, как отмечают сами авторы, превосходил в ~ 20 раз фон "магнитофона". Флуктуации фона маскировали эффект от распада $^{260}\text{Ku} /30/$.

К настоящему времени известно уже 9 изотопов курчатовия, большая часть которых идентифицирована по спонтанному делению. Новым подтверждением неправомěrности простейших экстраполяций систематики $T_{SF}(N)$ явилась работа [Ю.Ц.Оганесян и др. 1974] по синтезу ^{256}Ku , который оказался целиком спонтанно делящимся с $T_{SF} = 5$ мс. Это значение примерно в 10^5 раз меньше, чем ожидалось из экстраполяции.

С нечетным изотопом ^{259}Ku , ветвь спонтанного деления которого составляет $\sim 15\% /31/$, связано проведение опытов по хи-

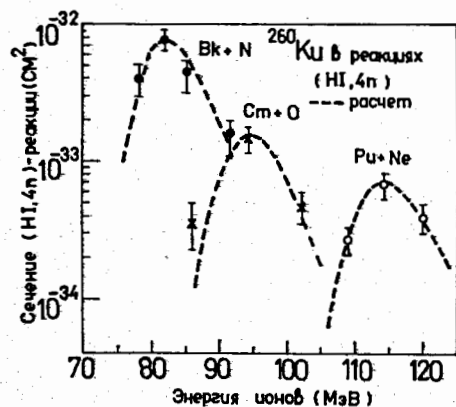


Рис. 6. Функции возбуждения ядерных реакций $^{242}\text{Pu} (^{22}\text{Ne}, 4n) ^{260}\text{Ku}$, $^{246}\text{Cm} (^{18}\text{O}, 4n) ^{260}\text{Ku}$, $^{249}\text{Bk} (^{15}\text{N}, 4n) ^{260}\text{Ku}$.

Пунктиром указаны расчетные кривые, полученные методом Джексона-Сиккеланда.

мической идентификации элемента 104 [И.Звара и др., 1966, 1971]. Этими экспериментами были показаны принадлежность курчатовия IV-ой группе периодической системы элементов и отличие его от семейства актиноидов ($A \div 103$), входящих в состав III группы.

Опыт, накопленный в экспериментах по синтезу и идентификации изотопов курчатовия, проложил путь к более тяжелым элементам: исследование спонтанного деления привело к открытию новых элементов с порядковыми номерами 105, 106, и 107 [Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян и др. 1970, 1974, 1976].

Весьма существенным представляется получение самых тяжелых изотопов новых элементов, для которых наблюдается наибольшее расхождение экспериментальных и оценочных величин T_{SF} .

В IV главе приводятся, в частности, результаты наших экспериментов по изучению спонтанного деления тяжелых изотопов $^{262}\text{105}$ и $^{263}\text{106}$, которые имеют 157 нейтронов $^{157}/_{12}$. Как было установлено ранее, ядра с нечетным числом нейтронов или прото-

нов в области от плутонгия до калифорния обладают коэффициентом запрета на спонтанное деление $\sim 10^5$. Вместе с тем, экспериментально наблюдалось, что два ядра с числом нейтронов $N = 157$ (^{257}Fm и $^{259}\text{102}$) имеют аномально большие коэффициенты запрета (10^{10}). Возникал вопрос, сохраняется ли большой запрет для более тяжелых ядер с $N = 157$.

Мы полагали, что причина появления новой зависимости T_{SF} от нуклонного состава ядер в области курчатовия может повлиять и на поведение более тяжелых элементов, в частности, это могло сказаться на факторах запрета ^{262}Ns и $^{263}\text{106}$.

Для синтеза исследуемых изотопов были выбраны ядерные реакции $^{249}\text{Bk} (^{18}\text{O}, 5n) ^{262}\text{Ns}$ и $^{249}\text{Cf} (^{18}\text{O}, 4n) ^{263}\text{106}$. Эксперименты проводились на 200-см изохронном циклотроне ЛЯР ОИЯИ. Для наблюдения спонтанного деления использовалась установка "Магнитофон". Идентификация изотопов выполнялась нами методом измерения функции возбуждения и периода полураспада продукта реакции. Парциальные сечения образования и периоды полураспада этих изотопов, измеренные по ветви α -распада ($T_{I/2} = 40 \pm 10$ с для ^{262}Ns и два значения $0,9 \pm 0,2$ с, $0,74 \pm 0,23$ с для $^{263}\text{106}$), были получены в Беркли и Ок-Ридже (США). Что касается ветви спонтанного деления, то данные для ^{262}Ns были неоднозначны, а для $^{263}\text{106}$ вообще отсутствовали.

В наших экспериментах было установлено, что ^{262}Ns распадается с $T_{I/2} = 35^{+10}_{-7}$ с и имеет ветвь $SF \sim 50\%$ (т.е. $T_{SF} = 60$ с). Для $^{263}\text{106}$ получено значение $T_{I/2} = 0,64^{+0,32}_{-0,18}$ с в достаточно хорошем согласии с литературными данными и показано, что основным типом распада и этого ядра является спонтанное деление ($SF \sim 70\%$), а не α -распад, как это следовало из работы по изучению α -радиоактивности.

Сводные данные о радиоактивных свойствах изотопов с $Z \geq 100$, исследованных в настоящей работе, приводятся в таблице.

Эти данные в совокупности с результатами других работ по изучению трансформивых элементов обсуждаются в V-ой главе на основе современных теоретических представлений о проницаемости барьера деления, определяющей стабильность ядер по отношению к спонтанному делению.

Как известно, спонтанное деление урана и тория было предсказано Н.Бором и Дж.Уилером на основе модели жидкой капли.

Таблица.

Данные настоящей работы о радиоактивных свойствах ядер с $Z \geq 100$.

ЯДРО		ТИП РАСПАДА	$T_{1/2}$ изм.	E_{α} МэВ	T_{SF}	РЕАКЦИЯ СИНТЕЗА	ССЫЛКА
Z	A						
100	246	$\alpha, SF-0,1$	1,2с	8,23	12с	$^{235}\text{U}(^{16}\text{O}, 5n)$	13,18(а)
	248	$\alpha, SF-3 \cdot 10^3$	36с	7,88	10^5 с	$^{238}\text{U}(^{16}\text{O}, 6n)$	13,18(б)
	249	$\alpha, \text{з.з.}$	2,6м	7,53	—	$^{238}\text{U}(^{16}\text{O}, 5n)$	13(а)
	250	$\alpha, SF-10^{-5}$	30м	7,43	$2 \cdot 10^8$ с	$^{238}\text{U}(^{16}\text{O}, 4n)$	8(б)
	252	$\alpha, SF-10^{-7}$	22ч	7,04	$5 \cdot 10^{11}$ с	$^{238}\text{U}(^{18}\text{O}, 4n)$	19(б)
102	251	α	-1с	8,6	—	$^{239}\text{Pu}(^{16}\text{O}, 4n)$	15(а)
	255	α	3м	8,1	—	$^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)$	14(а)
	256	$\alpha, SF-4 \cdot 10^8$	3,7с	8,42	-10^3 с	$^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)$	20,21(б,в)
103	255	α	20с	8,38	—	$^{243}\text{Am}(^{16}\text{O}, 4n)$	17(а)
	256	α	35с	$8,35-8,6$	—	$^{243}\text{Am}(^{18}\text{O}, 5n)$	16(б)
104	259	$\alpha, SF-15 \cdot 10^2$	3с	—	-20с	$^{246}\text{Cm}(^{18}\text{O}, 5n)$	31(б)
	260	SF	80мс	—	80мс	$^{242}\text{Pu}(^{22}\text{Ne}, 4n)$	27(а)
						$^{246}\text{Cm}(^{18}\text{O}, 4n)$	28
						$^{249}\text{Bk}(^{15}\text{N}, 4n)$	29
105	260	$\alpha, SF-5 \cdot 10^{-2}$	1,5с	9,06	>30 с	$^{243}\text{Am}(^{22}\text{Ne}, 5n)$	25(а)
	262	$\alpha, SF-0,6$	35с	—	60с	$^{249}\text{Bk}(^{18}\text{O}, 5n)$	12(б)
106	263	$\alpha, SF-0,7$	0,7с	—	1с	$^{249}\text{Cf}(^{18}\text{O}, 4n)$	12(б)

- а) изотоп синтезирован впервые;
 б) впервые измерена ветвь спонтанного деления;
 в) впервые измерена энергия α -распада, уточнено время жизни.

По мере синтеза трансурановых элементов и накопления экспериментальных данных о периодах спонтанного деления становилось ясным, что жидкокапельная модель передает особенности спонтанного деления лишь в общих чертах. Так, например, она объясняет тенденцию к уменьшению стабильности ядер с ростом параметра делимости Z^2/A .

Вместе с тем в экспериментах был обнаружен ряд эффектов, объяснить которые модель жидкой капли оказалась не в состоянии. К таким эффектам относятся, в первую очередь, упоминавшиеся уже коэффициенты запрета для деления ядер с нечетным числом нуклонов: добавление всего одного нуклона к четно-четному остову увеличивает стабильность ядра в сотни тысяч раз. С другой стороны,

и для четно-четных ядер были обнаружены нерегулярности с точки зрения жидкокапельных барьеров деления: в зависимостях периодов спонтанного деления различных изотопов одного и того же элемента от параметра Z^2/A наблюдается максимумы, т.е. стабильность тяжелых изотопов с меньшим Z^2/A становится меньше, что, естественно, противоречит предсказаниям модели жидкой капли.

Эмпирически было установлено, что эти максимумы стабильности в области Cf, Fm и элемента 102 приходится на изотопы с числом нейтронов $N = 152$.

При исследовании энергий α -распада четно-четных изотопов трансурановых элементов также был обнаружен эффект скачкообразного изменения при $N = 152$ плавных зависимостей энергий α -распада (или периодов полураспада) от числа нейтронов. Было высказано предположение о существовании ядерной подоболочки $N = 152$.

Перечисленные эффекты, связанные с особенностями структуры ядер, явились экспериментальной предпосылкой для создания теоретических моделей ядра, в которых предпринимаются попытки учесть коллективные свойства ядра и его оболочечную структуру в расчетах барьеров деления.

В последние годы в этом направлении достигнут большой прогресс в связи с развитием "метода оболочечной поправки". Проведенные теоретиками расчеты привели к современным представлениям о сложной структуре барьеров деления. В результате суперпозиции энергии жидкой капли и оболочечной поправки барьер имеет вид двугорбой кривой с двумя максимумами, соответствующими основному и изомерному состояниям ядра.

Наблюдаемые эмпирические закономерности в систематике периодов спонтанного деления $T_{SF}(N)$ трансураниевых элементов находят качественное объяснение в рамках этих представлений.

На рис.7 нанесены экспериментальные значения T_{SF} для Fm, элемента 102, курчатовия, нильсборгия и элемента 106 в зависимости от числа нейтронов в ядре.

Обращают на себя внимание следующие факты:

1) повышенная стабильность изотопов фермия и элемента 102 с числом $N = 152$ по сравнению с более легкими и тяжелыми четно-четными изотопами этих элементов;

2) исчезновение пика при $N = 152$ для четно-четных изотопов курчатовия. Появление плавной зависимости $T_{SF}(N)$, моно-

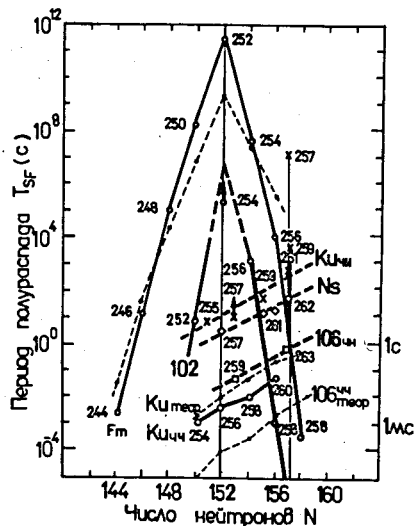


Рис. 7. Систематика периодов спонтанного деления ядер от фермия до элемента I06 $T_{SF} = f(N)$. Жирные линии проведены через экспериментальные значения T_{SF} , тонкие пунктирные — через расчетные.

тонно возрастающей с увеличением числа нейтронов N ;

3) аналогичный характер зависимости T_{SF} от N для нечетных изотопов курчатовия. Это означает, что факторы запрета примерно одинаковы для всех исследованных нечетных изотопов и составляют $\sim 10^4$;

4) значения T_{SF} для изотопов нильсбория и нечетных изотопов элемента I06 с массами 259 и 263 располагаются вдоль прямых, примерно параллельных линиям, соединяющим соответственно точки для четных и нечетных изотопов курчатовия;

5) большие факторы запрета ($10^8 - 10^{10}$) для изотопов Fm и элемента I02 с $N = 157$, исчезновение большого запрета для ^{261}Ku ($N = 157$). По-видимому, отсутствует большой запрет для ^{262}Ns и $^{263}I06$ ($N = 157$).

В рамках формализма расчетов барьеров деления используются различные гипотезы о траекториях деления в пространстве деформаций. В статических расчетах траектория деления соответствует минимуму потенциальной энергии, в то время как в динамических она определяется с учетом минимального действия. Как известно, время жизни по отношению к спонтанному делению связано с шириной процесса соотношением неопределенности. Ширина процесса спонтанного деления выражается формулой

$$\Gamma \approx \hbar \omega_f \cdot \exp \left\{ -\frac{2S}{\hbar} \right\} \quad \text{при } S \gg \hbar,$$

где $S = \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{(V(s) - E) \cdot 2B(s)} \cdot ds$ — интеграл действия, который можно рассчитать, если известны потенциальная энергия $V(s)$ и эффективная масса $B(s)$; s — коллективная координата. При прохождении вдоль траектории деления массовый параметр $B(s)$ испытывает колебания, и, как следствие этого, появляется отличие между статической и динамической траекториями. Последняя, как показано расчетами [Паули и Ледергербер, 1973], проходит несколько в стороне от седловой точки статического барьера деления.

На рис. 8 приведены результаты динамического расчета барьеров деления для изотопов фермия [А. Баран и др., 1976]. При

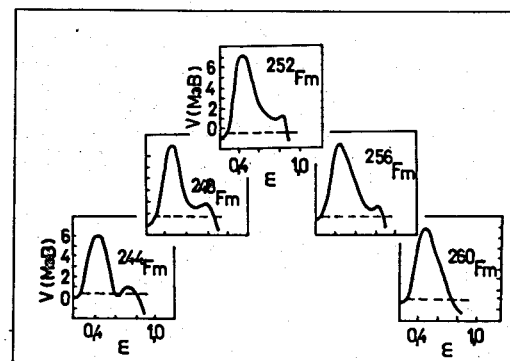


Рис. 8. Потенциальная энергия $V(s)$ вдоль динамической траектории деления для четно-четных изотопов фермия. $E \approx S$.

$N = 152$ (^{252}Fm) получается двугорбый барьер. По мере перехода к более легким изотопам второй пик понижается вследствие уменьшения жидкокапельной энергии деформации ядра. Это приводит к уменьшению T_{SF} . У ^{244}Fm основное состояние оказывается на уровне второго пика, и T_{SF} практически определяется проходимостью только первого пика.

Для более тяжелых изотопов ферми суперпозиция оболочечной поправки и жидкокапельной энергии также приводит к понижению второго пика - в результате T_{SF} падает, и полное исчезновение второго пика приходится на ^{260}Fm .

Уменьшение числа нейтронов в какой-то мере эквивалентно увеличению числа протонов (растет параметр Z^2/A) в ядре. Поэтому по мере роста Z при переходе от ферми к элементу 102 и далее к курчатовию имеет место аналогичная ситуация, как и в случае легких изотопов ферми: уменьшается жидкокапельная энергия деформации, постепенно понижается второй пик относительно основного состояния, падает время жизни ядер. У ^{256}Ku остается лишь первый пик.

Из расчетов следует, что величина первого барьера сравнительно малочувствительна к нуклонному составу ядра. Поэтому дальнейшее продвижение в область больших Z или вариации N не должны приводить к резким изменениям T_{SF} .

Вычисления проходимости барьера $P = [1 + \exp S(L_{min})]^{-1}$ с учетом динамических эффектов приводят к значениям периодов спонтанного деления четно-четных изотопов ферми, курчатовия и элемента 106, показанным на рис. 7 точками, соединенными тонкими пунктирными линиями. Теоретические зависимости $T_{SF}(N)$ для ферми и курчатовия, как видно из рисунка, качественно согласуются с экспериментальными данными.

Удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными результатами получается и для коэффициентов запрета на спонтанное деление нечетных ядер. В теории возникновение запрета связывают с сильным взаимодействием коллективных и одночастичных степеней свободы и сохранением спина и четности ядра. Нечетный нуклон, занимающий уровень с определенными квантовыми характеристиками, не может изменить своего состояния в процессе деформации "остова". Если соответствующий уровень поднимается круто вверх с деформацией, то это эквивалентно возбуждению нуклона

или эффективно увеличению барьера деления. С этой точки зрения представляется интересной ситуация с пятью изотопами, имеющими в ядрах 157 нейтронов, для которых измерены T_{SF} . Оценки коэффициента запрета для ^{257}Fm дают значения $\sim 10^9$ [Рандруп и др. 1969]. Это объясняется тем, что барьер деления ^{257}Fm широкий, двугорбый, и энергия специализации за счет возбуждения 157-го нейтрона составляет $\sim 2,5$ МэВ (см. рис. 9). Этот результат хорошо согласуется с экспериментом. Вместе с тем, расчетный барьер деления $^{263}_{106}$ имеет всего один максимум, по ширине он значительно

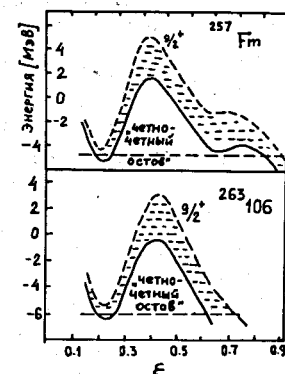


Рис. 9. Барьеры деления ^{257}Fm и $^{263}_{106}$. "Четно-четный остов" (нижняя кривая) представляет собой гипотетическую четную систему, полученную путем интерполяции между четными соседями. Верхняя кривая соответствует случаю, когда 157-й нейтрон занимает уровень $6I5^{9/2+}$.

но уже барьера ферми, и поэтому эффективная добавка становится небольшой. Оценка коэффициента запрета для $^{263}_{106}$ дает величину $\sim 10^3$.

Для ^{261}Ku и ^{262}Ns ($N = 157$) в расчетах также получаются узкие барьеры (только первый пик). Из этого следует, что их факторы запрета должны быть невелики, что и подтверждается экспериментом ($\sim 10^4$).

К сожалению, пока нет экспериментальных данных о перио-

дах полураспада четно-четных изотопов элемента 106. Расчетная функция $T_{sf}(N)$ проходит примерно на 3 порядка ниже экспериментальных значений T_{sf} для двух известных изотопов $^{259}_{106}$ и $^{263}_{106}$, т.е. теоретический фактор запрета для этих изотопов одинаков и равен $\sim 10^3$.

Очевидно, на основе такого качественного рассмотрения справедливо и обратное заключение: если экспериментальный фактор запрета нечетных ядер с одинаковым числом нейтронов испытывает скачкообразное изменение, это указывает на резкое изменение формы барьера.

Таким образом, современная теория деления ядер сделала существенный шаг вперед в понимании и объяснении наблюдаемых закономерностей спонтанного деления. Найдены основные качественные подходы, и существующий метод расчетов уже теперь позволяет достаточно надежно оценить стабильность соседних с известными ядер. Очевидно, дальнейшее совершенствование макро-микроскопической теории деления ядер связано, в частности, и с экспериментальным продвижением в область более тяжелых ядер с $Z \geq 108$.

Важным выводом, вытекающим из работ по исследованию изотопов курчатовия и более тяжелых элементов, а также и из современной теории деления, является то, что тяжелые ядра с $Z > 104$ и $N > 152$, распадающиеся главным образом путем спонтанного деления, не должны иметь катастрофически малых времен жизни. Напротив, стабильность изотопов Кс с $N > 152$ несколько возрастает по сравнению с более легкими изотопами. Аналогичная зависимость ожидается и для ядер с $Z > 104$. Это открывает перспективу получения в ближайшее время нескольких изотопов 106-108 элементов с числом нейтронов 156-160.

Арсенал современных средств обнаружения и идентификации новых ядер, основанной на закономерностях реакций синтеза (функции возбуждения, угловые распределения, перекрестные облучения), позволяет, по нашему мнению, однозначно установить Z и A синтезируемых ядер независимо от вида их радиоактивного распада.

Это утверждение подчеркивается, в частности, в "Приложении", где обсуждаются некоторые аспекты, связанные с созданием объективных критериев открытия новых элементов. Дело в том, что ряд зарубежных авторов выступил в 1976 году с предложением о критериях открытия, которое, по существу, отрицает возможность

идентификации нового ядра, если оно только спонтанно делится и не имеет других ветвей распада.

Опыт показывает, однако, что это не соответствует действительности. Известно, что делящиеся изомеры, а также ядра, испытывающие запаздывающее деление, многие изотопы в области фермии ($^{244}_{Fm}$, $^{258}_{Fm}$) и более тяжелых элементов были открыты только путем детектирования спонтанного деления и изучения закономерностей их образования. Более того, свойства некоторых изотопов курчатовия (104) и нильсбория (105), впервые обнаруженных по спонтанному делению, были затем полностью подтверждены при изучении их ветви α -распада.

Основные результаты работы:

1. Экспериментально изучен ряд закономерностей взаимодействия сложных ядер, в частности: определены сечения деления висмута и урана под действием ускоренных ионов углерода, азота и кислорода; исследованы дифференциальные угловые распределения атомов отдачи в реакциях полного и неполного слияния ядер; измерены сечения большого числа ядерных реакций полного слияния, сопровождающихся испарением нейтронов, а также протона и нейтронов.

2. На основе этих закономерностей ядерных реакций разработаны методы идентификации короткоживущих изотопов в трансфермиевой области: измерение абсолютных сечений и функций возбуждения ядерных реакций синтеза, коллимационный метод измерения угловых распределений атомов отдачи.

3. Выявлены основные источники фона при исследовании α -распада и спонтанного деления трансфермиевых элементов и разработаны способы их подавления.

Создан ряд высокочувствительных установок для исследования α -распада и спонтанного деления продуктов реакций на пучках тяжелых ионов.

4. Разработаны корреляционные методы идентификации, позволяющие установить генетическую связь между двумя α -излучателями или между α -радиоактивными и спонтанно делящимися ядрами.

5. Осуществлен синтез и изучена стабильность по отношению к α -распаду и спонтанному делению 15 изотопов от фермии до элемента 106. Установлено, что спонтанное деление явля-

ется преобладающим типом распада тяжелых ядер (^{260}Ku , ^{262}Ns , $^{263}\text{I06}$).

6. Показано, что время жизни изотопа курчатовия ^{260}Ku отклоняется от экстраполяций систематики в 10^5 раз в сторону больших значений. Следствием скачкообразного изменения свойств ядер с $Z \geq 104$ явилась другая закономерность в стабильности тяжелых ядер по сравнению с имевшей место для Cf, Fm и элемента I02.

Представленные в диссертации результаты исследований докладывались автором на Международных конференциях по синтезу и свойствам тяжелых ядер в Дубне [1966, 1971, 1976 годы], на Конференции по ядерным реакциям между сложными ядрами в Гейдельберге, ФРГ [1969], на Школе по ядерной физике [Финляндия, 1973], на Гордоновских конференциях в США [1964, 1966, 1972], на семинарах в Ок-Ридже и Беркли, США [1977].

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /I-31/ и в обзорных статьях /32-35/.

Приоритетный характер ряда результатов подтвержден дипломами на открытие I03, I04 и I05 элементов, выданными ИК СМ СССР по делам открытий и изобретений (№ 37, II4 и I32) /36-38/.

Л и т е р а т у р а :

1. Г.Н.Флеров и др. Доклады АН СССР, 1958, I20, с.73.
2. Г.Н.Флеров и др. АЭ, 1964, I7, с.310
3. Г.Н.Флеров, В.А.Друин, ОИЯИ, P-2539, 1966, Дубна.
4. Л.И.Гусева, К.В.Филишова, Ю.Б.Герлит, В.А.Друин, Б.Ф.Мясоедов, Н.И.Тарантин, АЭ, 1956, 2, с.50.
5. В.А.Друин и др. ЭЭТФ, 1957, 32, с.1298.
6. В.А.Друин и др. В Трудах Всесоюзной конф. по ядерным реакциям, Москва, ноябрь 1957. Изд. АН СССР, М., 1958, с.507.
7. Г.Н.Флеров и др. ЭЭТФ, 1960, 38, с.82
8. В.А.Друин, Н.К.Скобелев, Г.Я.Сун-Цзин-Ян, АЭ, 1969, 26, с.374; см. также ОИЯИ, I3-3975, Дубна, 1968.
9. В.А.Друин, С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, ОИЯИ - I670, Дубна, 1964.
10. Ю.В.Лобанов, В.А.Друин, ЯФ, 1968, 8, с.849.
11. Г.Я.Сун-Цзин-Ян, В.А.Друин, А.С.Трофимов, ЯФ, 1971, I4, с.1297
12. В.А.Друин и др. ОИЯИ, P7-I2056, Дубна, 1978.

13. Г.Н.Акапьев, А.Г.Демин, В.А.Друин и др. АЭ, 1966, 21, с.243
14. В.А.Друин и др. АЭ, 1967, 22, с.127.
15. Г.Н.Акапьев, А.Г.Демин, В.А.Друин и др. ОИЯИ, E7-3261, Дубна, 1967.
16. Г.Н.Флеров, Г.Н.Акапьев, А.Г.Демин, В.А.Друин, Ю.В.Лобанов, Б.В.Фефилов, ЯФ, 1968, 7, с.977.
17. В.А.Друин, ЯФ, 1970, I2, с.268
18. В.А.Друин, Н.К.Скобелев, В.И.Рудь, ЯФ, 1970, I2, с.44.
19. В.А.Друин, И.Брандштеттер, Я.Малы, ОИЯИ, P-875, 1962, Дубна.
20. В.А.Друин, Н.К.Скобелев, Б.В.Фефилов, Г.Н.Флеров, ОИЯИ, P-I530, 1964, Дубна.
21. Г.Н.Флеров, А.Г.Демин, В.А.Друин и др. ЯФ, 1968, 7, с.239.
22. Г.Н.Акапьев, В.А.Друин, В.И.Рудь, Г.Я.Сун-Цзин-Ян, ЯФ, 1970, I2, с.466.
23. В.А.Друин, Ю.В.Лобанов, Ю.П.Харитонов, АЭ, 1970, 29, с.232
24. В.А.Друин, Nukleonika, 1962, УП, с.473
25. В.А.Друин и др. ЯФ, 1971, I3, с.251.
26. В.А.Друин, Ю.В.Лобанов, Ю.П.Харитонов, Авторское свидетельство СССР № 504161, кл. G 01 T I/30, от 12.08.74г. Бюлл. ОИПОТЗ, 1976, № 7, с.132.
27. В.А.Друин и др., ЭЭТФ, 1962, 42, с.1464.
28. В.А.Друин и др. ЯФ, 1976, 24, с.254.
29. В.А.Друин и др. АЭ, 1977, 43, с.55.
30. В.А.Друин, ОИЯИ, P7-I0359, 1977, Дубна.
31. В.А.Друин и др. АЭ, 1973, 35, с.279.
32. Г.Н.Флеров, Е.Д.Донец, В.А.Друин, АЭ, 1963, I4, с.18
33. G.N.Flerov, V.A.Druin, Atomic Energy Rev., 1970, 2, p.255.
34. Г.Н.Флеров, В.А.Друин, А.А.Плеве, УФН, 1970, I00, с.45
35. V.A.Druin, in Proc. Intern. Conf. on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions, 1969, Heidelberg, p.657.
36. Г.Н.Флеров и др., Открытие СССР № I32, от 10.08.67г. Бюлл. ОИПОТЗ, 1973, № 48, с.3.
37. Г.Н.Флеров и др., Открытие СССР № 37, от 9.07.64г., Бюлл. изобретений, 1965, № 6, с.5.
38. Г.Н.Флеров и др., Открытие СССР № II4, от 18.02.70г., Бюлл. ОИПОТЗ, 1972, № 32, с.4.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1978 года.