

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

211-53
2 13

БИБЛИОТЕКА

Атомная энергия

147471

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:
А. Н. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ,
Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора), П. Н. ГОЛОВИН,
Н. А. ДОЛЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАНИНИН,
П. Ф. КВАРЦХАВА, П. А. КОЛОКОЛЬЦОВ (зам. главного редактора),
А. К. КРАСНЦ, А. В. ЛЕВЕДИНСКИЙ, А. И. МЕНЦУВСКИЙ,
М. Г. МЕЩЕРЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ (главный редактор),
Н. И. НОВИКОВ, В. С. ФУРСОВ, В. В. ЦЕВЧЕНКО,
К. Э. ЭРГЛИС, М. И. ЯКУТОВИЧ

ЯНВАРЬ
ТОМ 14 1963 ВЫП. 1

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМ. П. Ф. СКОРИНЫ



СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ И СИНТЕЗ ДАЛЕКИХ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Г. Н. Флеров, Е. Д. Донец, В. А. Друин

Возможность спонтанного деления ядер была предсказана теоретически в 1939 г. на основе модельного представления о ядре как о капле заряженной жидкости [1]. Сразу же после появления этой работы в лабораториях многих стран начались интенсивные поиски спонтанного деления для наиболее тяжелых в то время элементов — урана и тория. В Ленинградском физико-техническом институте АН СССР в лаборатории проф. И. В. Курчатова была разработана высокочувствительная методика, с помощью которой К. А. Петряку и Г. Н. Флерову удалось в 1940 г. впервые наблюдать осколки спонтанного деления U^{238} [2].

Экспериментальное обнаружение деления U^{238} на основного (невозбужденного) состояния существенно повысило интерес к изучению нового вида радиоактивного распада ядер. Исследования проводились в основном по двум направлениям: выяснение механизма самопроизвольного деления и поиски новых спонтанно делящихся ядер. Было установлено, что спонтанное деление испытывают многие трансурановые элементы, полученные искусственно в реакторах или ускорителях.

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

К 1952 г. был накоплен обширный экспериментальный материал по периодам спонтанного деления, и это позволило Сиборгу произвести первую систематизацию данных [3]. Сиборг построил график зависимости периодов спонтанного деления T_{sp} от параметра делимости Z^2/A , который в модели жидкой капли представляет собой отношение кулоновской энергии расталкивания прото-

нов к стабилизирующей поверхностной энергии ядра. В дальнейшем эта систематизация уточнялась и дополнялась [4, 5]; в современном виде она представлена на рис. 1. Можно отметить три основные особенности поведения периодов спонтанного деления различных элементов: 1) общая тенденция к уменьшению T_{sp} с ростом Z^2/A ; 2) «параболическая» форма кривых, на которых лежат значения T_{sp} различных изотопов одного

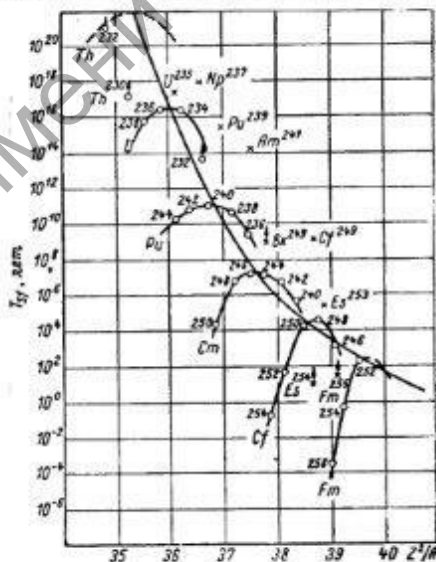


Рис. 1. Зависимость периодов спонтанного деления T_{sp} от параметра делимости Z^2/A .

элемент
ным ч
10²⁰—
ного д
вая об
предст
тогда
с точки
спонтн
связи
ных р
ставле
и для
в зави
прави
недост
свойс
таким
возмож
Как
ных
ростом
к зам
барьер
Нильс
показ
вок и
получ
как
входят
руются
Не
в обы
имеет
ности
времени
меньше
к раз
мудре
завер
Шяре
[8] и
послед
меньше
состо
масшта
основ
велич
перид
от
влия
Сы
от к

элемента; 3) увеличение T_{sp} ядер с нечетным числом нейтронов или протонов в 10^3-10^6 раз по сравнению с T_{sp} четно-четного ядра с данным параметром Z^2/A . Первая особенность качественно согласуется с предсказаниями гидродинамической модели, тогда как две другие невозможно объяснить с точки зрения этой ядерной модели. Теория спонтанного деления развивалась в тесной связи с общей теорией строения ядра и ядерных реакций. Различные модельные представления о структуре ядра использовались и для объяснения особенностей поведения T_{sp} в зависимости от Z^2/A . Очевидно, что для правильного понимания картины деления недостаточно учитывать лишь коллективные свойства ядра, а необходимо рассматривать также и поведение отдельных нуклонов при возникновении деформации ядра как целого. Как показал Нильссон [6], энергия отдельных нуклонов существенно изменяется с ростом деформации ядра, что может привести к заметному изменению гидродинамического барьера деления. Анализ эффективных барьеров деления с использованием диаграмм Нильссона выполнил Юханссон [7], который показал, что с учетом одночастичных поправок к гидродинамическому барьеру можно получить более регулярное поведение T_{sp} как функций Z^2/A . Разброс точек становится значительно меньше: они группируются вблизи прямой линии (рис. 2).

Несмотря на значительные успехи теории в объяснении спонтанного деления, она пока имеет лишь качественный характер. В частности, очень трудно теоретически оценить времена жизни далеких трансуранных элементов. Поэтому для таких оценок прибегают к различного рода полуэмпирическим формулам и экстраполяциям экспериментальных зависимостей в область неизвестных ядер. Широко используются формулы Святецкого [8] и Дорна [9]. Предпосылкой для их вывода послужило то обстоятельство, что экспериментальные значения масс ядер в основном состоянии отклоняются от точек на гладкой массовой поверхности, рассчитанных на основании гидродинамической модели, на величину δm , а экспериментальные значения периодов спонтанного деления отклоняются от ожидаемых по этой модели значений на величину δT .

Святецкий подметил, что величины δT и δm коррелируют между собой вполне опре-

деленным образом. В настоящее время это кажется естественным, поскольку мы уже знаем, что гидродинамическая формула масс не учитывает оболочечную структуру ядер, флуктуации в энергиях спаривания, неоднородность углового и радиального распределений зарядов и пр., а все эти энергетические эффекты влияют на время жизни ядер по отношению к спонтанному делению. Вводи эмпирические поправки $K\delta m$ в наблюдаемые

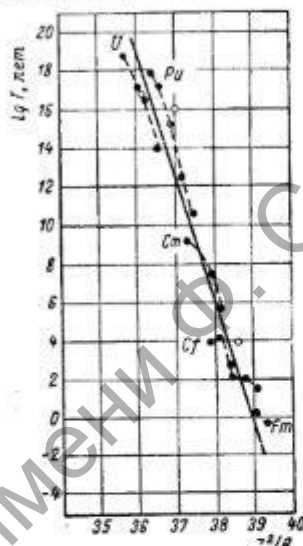


Рис. 2. Зависимость экспериментальных значений T_{sp} с учетом одночастичных поправок от Z^2/A [7].

периоды спонтанного деления. Святецкий получил плавную зависимость $T_{sp} + K\delta m$ от Z^2/A для четно-четных ядер при $K = -5 - (Z^2/A - 37,5)$.

Дорн несколько видоизменил формулу Святецкого, добавив член $\sqrt{Z/A}$, чтобы получить еще большее сглаживание линий. Аналитическое выражение Святецкого — Дорна для периодов спонтанного деления имеет вид:

$$\lg T_{\text{четно-четно}} \left. \begin{array}{l} \lg T_{\text{нечетно-нечетно}} \\ \lg T_{\text{нечетно-четно}} \end{array} \right\} = \begin{bmatrix} -39,06 \\ -23,46 \\ -18,56 \end{bmatrix} - 7,80 + 0,350^2 \pm \\ \pm 0,0730^2 \pm 1389 \frac{\sqrt{Z}}{A} - (4-0) \delta m$$

где $\theta = \frac{Z^2}{A} - 37,5$; T_{sf} выражается в секундах, а δm — в мегаэлектронвольтах. Для оценки периодов спонтанного деления неизвестных ядер δm можно определить как отклонение табличного значения массы по Каммерону [10] от точки на гладкой массовой поверхности:

$$M = 1000A - 8,3557A + 19,42A^{2/3} + 0,78278 \frac{Z^2}{A^{1/2}} + 25,444 \frac{(N-Z)^2}{A} + 0,420(N-Z).$$

Результаты расчета периодов спонтанного деления по формуле Святецкого — Дорна для некоторых изотопов юрия, калифорния, фермия, а также для элементов 102 и 104 приведены на рис. 3. Для сравнения крестиками нанесены экспериментальные точки, через которые проведены пунктирные линии. Видно, что для изотопов калифорния имеется удовлетворительное согласие с формулой, тогда как для фермия положение и ход пунктирной и сплошной линий заметно различаются. Для тяжелых изотопов юрия формула предсказывает резкое увеличение вероятности спонтанного деления, а для элементов 102 и 104 в области чисел нейтронов >152 скорости уменьшения периодов спонтанного деления несколько замедляются по сравнению с калифорнием и фермием. В работе [11], посвященной анализу кривой выхода различных трансурановых элементов при термоядерном взрыве «Майк», Дорн показал, что формула дает заниженные значения T_{sf} для очень тяжелых изотопов (например, Fm^{252} и Fm^{253}). Автор приходит к выводу, что для объяснения кривой выхода необходимо предположить, что в области, далекой от линии β -стабильности, спонтанное деление не может происходить быстрее, чем β -распад, т. е. что формула Святецкого — Дорна не применима для обогащенных нейтронами ядер. Определить точно область применимости N , где эта формула справедлива, сейчас не представляется возможным. Если говорить о новых еще не открытых элементах, непосредственно примыкающих к изученным, то, по-видимому, наиболее надежным способом оценки продолжительности жизни этих элементов по отношению к спонтанному делению до сих пор остается экстраполяция эмпирических зависимостей T_{sf} от Z и A . Для этой цели можно использовать, напри-

мер, зависимость T_{sf} от числа нейтронов N в ядре при постоянном Z (рис. 4) или зависимость T_{sf} от числа протонов в ядре Z при фиксированном N (рис. 5). Простая графическая экстраполяция дает для элементов 102 и 104 значения T_{sf} , существенно отличающиеся от расчетных. В частности,

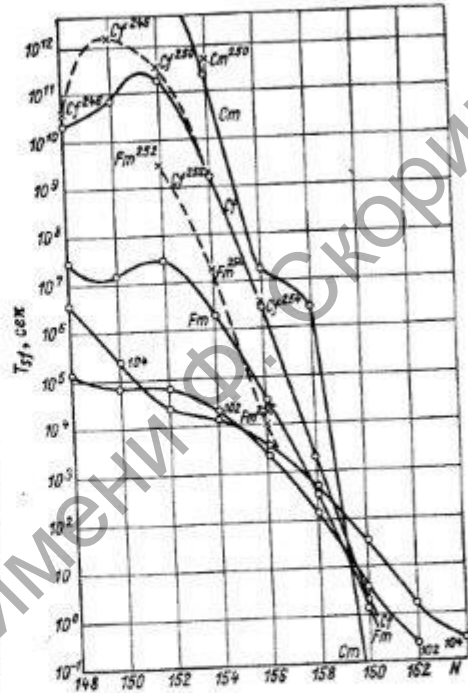


Рис. 3. Зависимость рассчитанных по формуле Святецкого — Дорна значений T_{sf} от числа нейтронов в ядре N : —○— результаты расчета; ---×--- экспериментальные данные.

для изотона 104^{260} из рис. 4 и 5 можно ожидать времена жизни 0,01—1 сек, в то время как формула Святецкого — Дорна приводит к значению периода, равному 1ч.

Весьма существенным для предсказания свойств новых элементов является выяснение вопроса о том, насколько велико влияние подболочки с $N = 152$ на барьер деления в области больших A .

При очень больших A параметр Z^2/A становится заметно меньше $(Z^2/A)_{N=152}$. В соответствии с положением гидродинамической модели такие ядра должны быть более стабильными в отношении деления. Конкуренция со стороны оболочечного эффекта приводит к снижению T_{sp} , однако роль этого

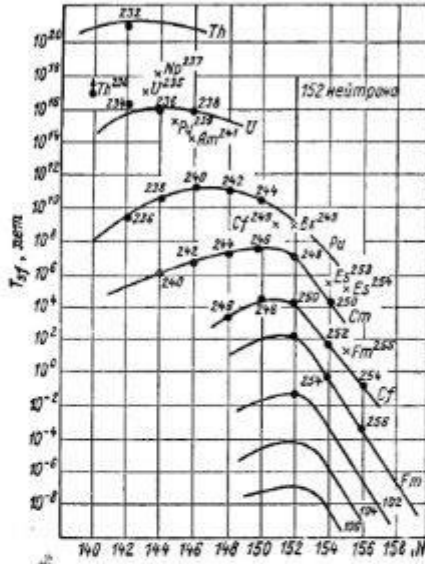


Рис. 4. Изменение T_{sp} в зависимости от числа нейтронов в ядре N .

эффекта может быть значительно меньше вдали от $N = 152$, и тогда можно ожидать подъем правых ветвей кривых на рис. 4. Заранее предсказать начало такого подъема трудно. Юханссон [7], анализируя поведение нейтронных уровней вплоть до $N = 160$, приходит к выводу, что тяжелые изотопы калифорния и фермия будут жить больше, чем это следует из графических экстраполяций. Например, экстраполяционное значение T_{sp} для Cf^{250} составит несколько минут, а по оценке Юханссона оно должно равняться 1 ч. Для Cf^{250} таким же образом получено значение T_{sp} между годом и месяцем.

Разрешить все эти вопросы может только эксперимент. Однако на пути эксперимен-

тального определения периодов спонтанного деления некоторых относительно тяжелых изотопов фермия и калифорния возникают большие трудности, связанные с проблемой их синтеза.

Чтобы оценить различные возможные варианты получения таких изотопов, рассмотрим прежде всего современное состояние проблемы получения и изучения свойств новых трансурановых элементов и попытаемся

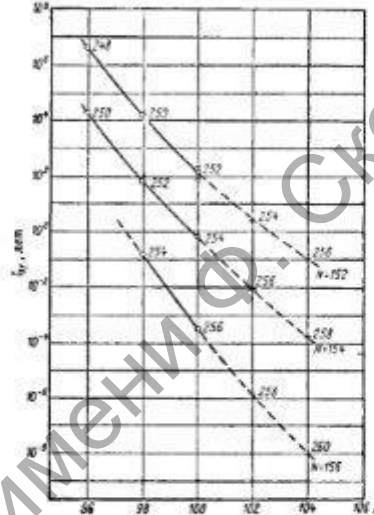


Рис. 5. Изменение T_{sp} в зависимости от числа протонов в ядре Z .

наметить некоторые пути, которые позволили бы продвинуться дальше в этой области.

СИНТЕЗ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ПОМОЩЬЮ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Начало работы в этом направлении в СССР тесно связано с именем И. В. Курчатова. Первый реактор, первый циклотрон многозарядных ионов, а затем и большой ускоритель тяжелых ионов в Дубне создавались при непосредственном участии, под руководством или при горячей поддержке Игоря Васильевича. Сооружение 300-сантиметрового циклотрона в Объединенном институте ядерных исследований, который позволяет получать интенсивные пучки ионов в широ-

ком диапазоне Z и A , открыло дополнительные богатые возможности для проведения экспериментов по синтезу новых элементов. В последние годы во многих странах построены и работают различные ускорители многозарядных ионов.

К настоящему времени с помощью тяжелых ионов синтезированы все известные ранее трансурановые элементы, а также новые элементы 102 и 103 (лоуренсий) [12—15].

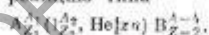
Усиленное использование этого метода позволяет считать его наиболее перспективным для синтеза новых элементов. Однако трудности, которые встречаются при этом, все же настолько значительны, что заставляют проанализировать и испытать все хоть сколько-нибудь вероятные способы расширения возможностей метода.

В основе синтеза тяжелого элемента B_Z^A на мишени $A_{Z_1}^{A_1}$ и ускоренного иона $I_{Z_2}^{A_2}$ лежит ядерная реакция типа



Тяжелый ион, ускоренный до энергии, несколько большей энергии кулоновского барьера, проникнув в ядро мишени с сечением, близким к геометрическому, вносит в составное ядро всю свою кинетическую энергию. Поскольку нуклоны в составном ядре связаны слабее, чем в ядре мишени и в ядре тяжелого иона, часть этой энергии идет на раскачку, остальная (обычно 30—60 Мэв) — на возбуждение составного ядра. От этой энергии ядро может освободиться испарением нескольких нуклонов (обычно трех — пяти). Однако, поскольку речь идет о тяжелых ядрах, т. е. о ядрах с высоким барьером деления, то основным видом распада составного ядра является деление, которое, как правило, преобладает на всех ступенях испарения нуклонов. Это приводит к тому, что сечения выхода далеких трансурановых элементов оказываются на несколько порядков ниже геометрических и составляют обычно величины $10^{-29} - 10^{-33}$ см².

Иногда для синтеза тяжелого элемента применяют реакцию типа



которая отличается от рассмотренной выше тем, что при захвате тяжелого иона испускается α -частица, а в остальном процесс протекает аналогично. Поскольку и здесь имеется стадия испарения, то сечения обра-

зования изотопов B_{Z-2}^{A-4} также на несколько порядков ниже геометрических.

В настоящее время в распоряжении экспериментаторов имеются достаточно интенсивные пучки ионов $B^{10,11}$, $C^{12,13}$, $N^{14,15}$, $O^{16,18}$, $Ne^{20,22}$ и достаточные количества материалов для мишеней от U^{238} до Cf^{252} . Долгое время оставался неясным вопрос о выборе Z_1 мишени и Z_2 частицы для синтеза элемента с данным $Z = Z_1 + Z_2$. Высказывалось предположение, что увеличение Z_2 на единицу и соответствующее уменьшение Z_1 должны вести к уменьшению сечения выхода элемента с номером Z в 10 раз. Однако анализ ранее выполненных работ [16, 17] и новых данных, полученных в работе [18], показывает, что эти оценки были слишком пессимистическими. Переход от синтеза Fm^{250} в реакции $Pu^{241}(C^{13}, 4n)Fm^{250}$ к синтезу Fm^{250} в реакции $Th^{232}(Ne^{22}, 4n)Fm^{250}$ приводит к уменьшению сечения всего в 20 раз, а не на четыре порядка, как предполагалось.

Таким образом, уже сейчас в принципе имеется возможность синтеза всех элементов до 108 включительно. Однако при использовании этой возможности возникают трудности, связанные не с самим синтезом, а с исследованием свойств вновь полученных элементов и новых изотопов.

Реакции испарения нейтронов, как правило, ведут к образованию легких изотопов новых элементов с малым временем жизни по отношению к α -распаду. Это не позволяет применить химические методы идентификации. В связи с этим значительно усложняется весь процесс исследования и часто уменьшается надежность его результатов.

В основе физического метода идентификации нового α -активного элемента с малым временем жизни лежит регистрация α -активности с предполагаемой по систематике энергией. Одновременно требуется исключение всех возможных причин фона. Экспериментально было установлено, что в реакциях с тяжелыми ионами на примесях свинца, висмута и других элементов в мишени могут возникать α -активные ядра в области Ac—Po, свойства распада которых близки к ожидаемым свойствам новых элементов [13, 19].

Кроме того, в недавних работах [20, 21], посвященных анализу продуктов ядерных реакций $Th + Ne$, было показано, что подобные фоновые активности образуются за счет

реакций глубокого отщепления. Дополнительным источником фона могут быть неизвестные легкие изотопы калифорния, фермия и др.

Дальнейшее продвижение вперед к синтезу более тяжелых элементов методом регистрации α -активности будет все более трудным, а результаты все менее надежными. Это связано с тем, что при переходе к более тяжелым частицам число фоновых активностей возрастает, а сечения образования новых элементов уменьшаются. В настоящее время экспериментаторы подошли вплотную к синтезу элемента 104. Это — область, где спонтанное деление может стать преобладающим по сравнению с другими видами распада.

Казалось бы, что зарегистрировать факт образования нового элемента значительно проще по его спонтанному делению, чем по α -распаду или электронному захвату, благодаря большой чувствительности метода, связанной с отсутствием фона. Ядра-продукты реакций, протекающих на примесях в мишени, не могут испытывать спонтанного деления. Для идентификации нового элемента достаточно было бы использовать комплексное исследование функций возбуждения образования спонтанно делящегося продукта (это дает знание величины атомного веса A) и выходов данного ядра в перекрестных облучениях различных мишеней частицами с разными A , и Z , (для установления атомного номера Z изучаемого продукта). Однако действительность оказалась более сложной, чем можно было ожидать.

В работе [22] было показано, что при взаимодействии тяжелых ионов (Ne^{22} , O^{16} , B^{11} и др.) с ядрами урана образуется спонтанно делящийся изотоп с аномально малым периодом полураспада ($\sim 0,015$ сек). Исследование функций возбуждения образования этого изотопа в различных реакциях привело авторов к выводу, что его синтез происходит за счет передачи части нуклонов налетающего ядра ядру-мишени и что его атомный номер ~ 107 . Максимальное сечение реакции $\text{U}^{238} + \text{Ne}^{22}$ составляет $\sim 2 \cdot 10^{-32}$ см². Сечение же реакции $\text{U}^{238} + \text{B}^{11}$ в экспериментах с неонам в несколько раз больше указанного значения. Авторы высказывают предположение, что наблюдаемый эффект связан со спонтанным делением из изомерного состояния. Действительно, при облучении U^{238} ионами B^{11} образуются

известные изотопы элементов с $Z < 97$. Все они имеют времена жизни в основном состоянии значительно большие, чем 0,015 сек. причем периоды спонтанного деления этих изотопов $T_{1/2} > 10^7$ лет. Из этого следует, что спонтанное деление получаемых ядер облегчено более чем в 10^{16} раз.

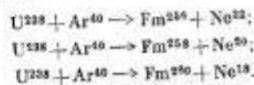
Пока нет прямых доказательств, является ли этот изомер единичным случаем или это явление широко распространено в природе, и в реакциях могут возникать изомеры с различной продолжительностью жизни. Широкое исследование этих ядер позволит получить новые дополнительные сведения о механизме «обычного» спонтанного деления.

Таким образом, проблема синтеза и идентификации трансформных элементов по спонтанному делению из основного (невозбужденного) состояния оказывается связанной с получением наиболее тяжелых изотопов, что дало бы возможность проводить не только физические, но и химические исследования новых элементов и значительно повысило бы надежность идентификации.

После этих предварительных замечаний мы перейдем к рассмотрению некоторых возможных реакций, которые в принципе позволяют синтезировать ядра с числом нейтронов, заметно превышающим «магическое» число $N = 152$, чего не могут дать реакции с испарением нейтронов даже при использовании самых тяжелых мишеней. Например, при облучении мишени из Sm^{248} ионами C^{12} нельзя получить изотопы элемента 102 тяжелее 257, а при облучении N^{15} — изотопы элемента 103 тяжелее 259. А эти изотопы, как показывает систематика, должны иметь малые времена жизни.

Реакции неполного слияния на тяжелой частице. Если в качестве бомбардирующей частицы использовать Ar^{40} или Ca^{40} , то можно надеяться, что в реакции краевого взаимодействия с ядром мишени произойдет захват значительной части налетающей частицы, причем ядро окажется в состоянии, близком к основному.

В качестве примера рассмотрим реакции синтеза некоторых тяжелых изотопов фермия при взаимодействии Ar^{40} с ураном:



Наши надежды на успех таких реакций основываются на следующем. Во-первых, эти реакции являются пороговыми, причем пороги их лежат выше кулоновского барьера. Это обусловлено тем, что происходит захват ядер кислорода из связанного состояния в Ar^{40} в связанное состояние в фермии. Следовательно, есть некоторая область энергий бомбардирующих частиц, при которых значительные возбуждения ядер фермии будут энергетически невозможны и, значит, не будет ни испарения нуклонов, ни деления. Во-вторых, мы располагаем данными о том, что в реакциях с многозарядными ионами наблюдается значительный выход таких продуктов, которые могут, в частности, образоваться путем рассмотренного выше механизма (например, $\text{U}^{238} + \text{N}^{14} \rightarrow \text{Sm}^{242-244}$). В-третьих, мы достоверно знаем [21], что с большим сечением идут реакции, в которых происходит захват из ядра мишени большого числа нуклонов налетающей частицей. Если массу и заряд этой частицы увеличивать, ускоряя, скажем, аргон или более тяжелые элементы, то можно ожидать, что пойдет и обратная реакция: реакция захвата большого числа нуклонов из налетающей частицы в ядро мишени.

Для проверки этого метода наиболее целесообразной представляется первая из упомянутых реакций, в которой получается спонтанно делящийся изотоп Fm^{250} с $T_{1/2} = 2,7$ ч, что должно обеспечить высокую чувствительность.

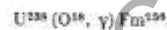
Радиационный захват тяжелого иона. Другой возможностью приблизиться к области β -стабильности могут быть реакции радиационного захвата тяжелого иона. В этих реакциях испускание одного энергичного γ -кванта должно снижать энергию возбуждения составного ядра до уровня ниже порога деления. Такие реакции должны дать продукт с массовыми числами на четыре единицы больше тех, которые обычно получаются в реакциях с испарением нуклонов. Исно, что процесс испускания одного энергичного γ -кванта из тяжелого составного ядра является слабым конкурентом процессам деления и испарения нуклонов. Тем не менее тот факт, что в этом процессе имеется лишь одна ступень испускания γ -кванта

$\left(\frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\alpha} + \Gamma_{n} + \Gamma_{p} + \Gamma_{\gamma}}\right)^1$ по сравнению с обычно

имеющимися четырьмя ступенями испарения нейтронов $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_{\gamma}}\right)^4$ дает некоторую надежду, что эффективное сечение этого процесса не окажется очень малым.

К сожалению, в настоящее время имеется очень небольшое число работ [23, 24], посвященных реакциям радиационного захвата тяжелого иона (причем все работы проведены на легких мишенях). В этом случае сечение равно $\sim 10^{-30}$ см². Нет возможности как-либо образом получить из этого результата сечение, соответствующее области тяжелых заурядных элементов.

Здесь, по нашему мнению, проще всего экспериментально установить сечение реакции радиационного захвата O^{16} ядром U^{238} с образованием Fm^{256} :



Чувствительность этого метода при использовании 100 мка тока ионов O^{16} позволяет наблюдать реакции, протекающие с сечением 10^{-35} см². Эффект при таком сечении ~ 10 дел/ч.

Реакции испарения нуклонов при использовании продуктов ядерных реакций в качестве бомбардирующих частиц. Остановимся несколько подробнее на данных, полученных в работе [21].

При облучении Th^{232} ионами Ne^{22} авторы этой работы обнаружили большой выход изотопов Ac^{234} , Ac^{235} , Ac^{236} и Th^{227} . Единственным механизмом, который может объяснить их получение, является срыв нескольких нуклонов с ядра мишени. Одновременно авторы получили данные о том, что срываемые нуклоны, по всей вероятности, передаются налетающей частице. Таким образом, при облучении Th^{232} ионами Ne^{22} имеется пучок вторичных частиц, среди которых будут очень тяжелые изотопы неона, натрия, магния.

Оценим возможную интенсивность пучка вторичных частиц. Исходя из данных работы, можно ожидать, что сечение образования этих частиц может быть равным $\sim 10^{-27}$ см². При токе пучка ионов Ne^{22} , равном 100 мка, и мишени из Th^{232} толщиной 10 мг/см² мы будем иметь $\sim 10^6$ частиц/сек. Не касаясь вопроса об энергетическом распределении вторичных частиц, заметим, что такой пучок вполне достаточен для исследования реакций, идущих с сечением $> 10^{-28}$ см², если

продукты реакций обеспечивают регистрацию нескольких актов в 1 ч.

Величина сечения 10^{-23} см² не представляется слишком большой даже для области далеких трансураниевых элементов, поскольку делимость составного ядра в этом случае должна быть резко занижена из-за его увеличившейся массы и процесс испарения нейтронов может успешно конкурировать с делением. Во всяком случае, проверка этой возможности не связана с большими трудностями и может быть успешно осуществлена при облучении толстой мишени из Th²³² ионами Ne²², имеющими достаточную энергию. При этом торий будет служить и преобразователем пучка, и мишенью, на которой произойдут реакции Th²³²(Ne²², 4n)Fm²⁵⁰ и Th²³²(Ne²², 4n)Md²⁵⁰ $\xrightarrow{\text{эл. захв.}}$ Fm²⁵⁰.

Рассмотренные выше пути синтеза обогащенных нейтронами далеких трансураниевых элементов в случае успеха значительно расширили бы, по нашему мнению, возможности метода многозарядных ионов в этом направлении.

Теперь остается только отметить некоторые частные случаи получения отдельных тяжелых ядер и кратко проанализировать реакции испарения протонов из составных ядер, поскольку такие реакции также приводят к образованию тяжелых изотопов трансураниевых элементов.

С точки зрения систематики спонтанно делящихся ядер синтез Cf²⁵⁰ и Fm²⁵⁰ представляет большой интерес, поскольку результаты оценок времени жизни этих изотопов, выполненных разными методами, слишком противоречивы.

Изотоп Cf²⁵⁰ в количествах, достаточных для его исследования, может быть синтезирован в реакции типа Cf²⁵⁰(O¹⁶, O¹⁶)Cf²⁵⁰, если в распоряжении экспериментатора будет хотя бы 10¹⁰ ядер Cf²⁵⁰.

В реакциях с многозарядными ионами (например, Cm²⁴⁸(B¹¹, 4n)Md²⁵⁰ $\xrightarrow{\text{эл. захв.}}$ Fm²⁵⁰, для которого $T_{1/2} = 21,5$ ч) можно накопить $\sim 10^8$ ядер Fm²⁵⁰ и, если реакция захвата трех нейтронов на какой-либо частице пойдет с сечением $\sim 10^{-26}$ см², можно синтезировать достаточное для исследования количество Fm²⁵⁰ (несколько распадов в 1 ч).

Другой возможностью получения относительно тяжелых изотопов являются реакции с испарением заряженных частиц. Можно, например, представить себе такую реакцию

Pu²⁴²(Ne²², p 3n)103²⁶⁰. Имеются достаточные основания ожидать, что изотоп 103²⁶⁰ будет неустойчив по отношению к электронному захвату. В результате электронного захвата образуется изотоп 102²⁶⁰, который должен быть спонтанно делящимся изотопом.

Ядерная реакция (Ne²², p3n) была успешно использована для синтеза 101 элемента Md²⁵⁶ при облучении U²³⁸ [25, 26]. Аналогичная реакция испарения протона и двух нейтронов может привести к образованию еще более тяжелых изотопов. В частности, в реакции Pu²⁴²(Ne²², p2n)103²⁶¹ можно надеяться получить относительно долгоживущий изотоп элемента 103.

Вероятность реакции с испусканием протона и только одного нейтрона очень велика. Это объясняется малой величиной сечения образования составного ядра при малых энергиях падающей частицы. Эксперимент показывает, что сечение реакции U²³⁸(Ne²⁰, pn)Md²⁵³ не превышает 10⁻²⁴ см². Это обстоятельство определяет границу возможностей реакций с испарением заряженных частиц на пути синтеза тяжелых изотопов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дальнейшее исследование особенностей спонтанного деления в значительной мере связано с продвижением в область еще не открытых элементов и синтезом тяжелых изотопов калифорния, фермия и элемента 102.

Кроме того, исследование интересного явления — деления изомеров трансураниевых элементов и ядерных реакций, в которых они образуются, — даст большую новую информацию и о механизме деления ядер из основного состояния.

Выводы из недавно выполненных работ, в которых устанавливается связь между вероятностью спонтанного деления и расположением энергетических уровней нуклонов в ядре [7, 27, 28], позволяют надеяться получить дополнительные сведения о строении ядер при изучении периодов их спонтанного деления.

С другой стороны, изучение закономерностей изменения периодов спонтанного деления в широком диапазоне величин Z и A даст возможность ответить на вопрос, насколько велика роль спонтанного деления для тех изотопов трансфермиевых элементов,

получение которых является делом ближайшего будущего.

Задача синтеза нового элемента очень сложна. Для ее решения требуется разработка большого числа разнообразных специальных методов, причем выбор того или иного метода сильно зависит от вида распада и времени жизни исследуемого элемента. Чем больше мы знаем о спонтанном делении, тем точнее мы сможем оценить T_{st} нового

элемента и тем больше шансов на успех решения задачи синтеза.

Таким образом, задача дальнейшего изучения закономерностей спонтанного деления и проблема синтеза новых элементов представляются неразрывно связанными, так что прогресс в одной области по существу определяется прогрессом в другой.

Поступила в Редакцию 30/VIII 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Bohr, J. Wheeler. Phys. Rev., 56, 426 (1939).
2. К. А. Петржак, Г. Н. Флеров. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 10, 1013 (1940).
3. C. Seaborg. Phys. Rev., 85, 157 (1952).
4. V. Fogelman, C. Seaborg. J. Inorg. and Nucl. Chem., 7, 305 (1958).
5. В. Друин, И. Брандштетер, Я. Малы. Препринт ОИЯИ, Р-875. Дубна, 1962.
6. С. Нильссон. Сб. «Деформация атомных ядер». М., Изд-во иностр. лит., 1958.
7. S. Johansson. Nucl. Phys., 12, 449 (1959).
8. W. Swiatecki. Phys. Rev., 100, 337 (1955).
9. D. Dorn. Phys. Rev., 121, 1740 (1961).
10. A. Cameron. Report CRP-690 (1957).
11. D. Dorn. Phys. Rev., 126, 639 (1962).
12. P. Fields et al. Phys. Rev., 107, 1460 (1957).
13. Г. Н. Флеров и др. «Докл. АН СССР», 120, 73 (1958).
14. A. Ghiorso et al. Phys. Rev. Lett., 1, 18 (1958).
15. A. Ghiorso et al. Phys. Rev. Lett., 6, 473 (1961).
16. T. Sikkeland, S. G. Thompson, A. Ghiorso. Phys. Rev., 112, 843 (1958).
17. В. В. Волков и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 1207 (1959).
18. Е. Д. Донец и др. Там же, 43, 11 (1962).
19. Г. Н. Флеров и др. Там же, 38, 82 (1960).
20. И. Брандштетер и др. Препринт ОИЯИ, Р-978. Дубна, 1962.
21. Г. Кумиш, Е. Д. Донец. Препринт ОИЯИ, Р-1071. Дубна, 1962.
22. С. М. Поликанов и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 42, 1484 (1962).
23. D. Fisher, A. Zisser, A. Gropp. Phys. Rev., 113, 542 (1959).
24. V. Coleman, D. Herbert, J. Perkin. Proc. Phys. Soc., 77, 526 (1961).
25. Г. Вэрфанова и др. Препринт ОИЯИ, Р-866. Дубна, 1962.
26. В. А. Друин. Препринт ОИЯИ, Р-874. Дубна, 1962.
27. Джек Уилер. Сб. «Нильс Бор и развитие физики». М., Изд-во иностр. лит., 1958.
28. J. Newton. Progr. in Nucl. Phys., 4, 234 (1955).



РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ ГОРЬКОГО