

УСТОЙЧИВОСТЬ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР И ГРАНИЦА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЭЛЕМЕНТОВ**Г. Н. Флеров, В. А. Друин, А. А. Плева****I. ВВЕДЕНИЕ**

Около 30 лет назад был искусственно получен первый трансурановый элемент нептуний¹. С тех пор начался регулярный и последовательный синтез и изучение свойств все более и более тяжелых нуклидов. Изыскивались новые методы проникновения в трансурановую область, совершенствовалась техника выделения, изучения и накопления изотопов. Создание мощных реакторов и сооружение ускорителей тяжелых ионов дали огромные возможности экспериментаторам в области синтеза новых изотопов и элементов.

В итоге тридцатилетних исследований в заурановой области таблицы Менделеева появилось 13 искусственно полученных элементов, а общее число их изотопов достигло 100.

По мере накопления ядерно-физических данных об этих изотопах выявлялись характерные закономерности изменения их свойств в зависимости от атомного номера Z и массового числа A ядра. Оказалось, что в области β -стабильности основными видами радиоактивного распада являются α -распад и спонтанное деление. При этом наблюдалось спонтанное деление примерно 40 ядер и установлено, что его роль возрастает по мере утяжеления ядра. Так, если для U, Pu, Cm спонтанное деление относительно α -распада составляет всего 10^{-5} — 10^{-7} долю, то у Cf, Fm и более тяжелых элементов имеются изотопы, для которых спонтанное деление является основным видом распада.

В рамках гидродинамической модели ядра вероятность спонтанного деления определяется параметром Z^2/A , который служит мерой отношения кулоновских сил расталкивания к поверхностным стабилизирующим силам. Чем больше параметр делимости Z^2/A , тем меньше стабильность ядра. Полное исчезновение барьера деления по современным представлениям соответствует времени жизни ядра относительно спонтанного деления 10^{-22} сек и определяет, таким образом, границу существования ядерно-стабильной системы нуклонов.

В общих чертах вопрос о границах области существования ядер исследовал Уилер². Анализ барьеров деления, необходимый для предсказания периодов спонтанного деления $T_{\text{сп}}$, проведен им в рамках классической модели жидкой капли. Рассмотрев предельные случаи, Уилер получил два значения $(Z^2/A)_{\text{крит}}$, равные 86 и 44,8 соответственно, при которых результаты расчетов можно согласовать с усредненной зависимостью экспериментальных значений $T_{\text{сп}}$ от параметра делимости. В этих двух случаях значения атомных номеров, для которых $T_{\text{сп}} >$

$> 10^{-4}$ сек, получаются соответственно $Z < 173$ и $Z < 162$, при этом массовое число $A = 600$.

Не вдаваясь в критический анализ выводов, сделанных Уилером, отметим лишь, что на основании довольно общих соображений можно ожидать существования сверхтяжелых ядер, масса которых более чем вдвое превосходит массу ядра урана. Однако для исследователей, которые уже сегодня пытаются практически расширить периодическую систему элементов, эти предсказания оставляют мало надежд, поскольку ядра со столь большим избытком нейтронов недостижимы для известных методов синтеза.

Более детальный учет внутренней структуры ядра может существенно изменить картину. Экспериментально установлен факт, что одночастичные и оболочечные эффекты играют важную роль в формировании барьеров деления. Так, добавление одного нуклона к четно-четному ядру приводит к большому (в 10^5 — 10^7 раз) возрастанию периодов спонтанного деления, а подоболочка с $N = 152$ приводит к заметному увеличению устойчивости относительно деления и α -распада.

Уже в первых работах, посвященных обоснованию оболочечной модели^{3,4}, отмечалось, что вблизи ядер, содержащих магическое число нуклонов (2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126), наблюдается изменение энергии связи, равновесной формы ядра, спектра возбужденных состояний и т. д. и, что особенно важно, устойчивости к распаду. Были также предсказаны новые магические числа $N = 184$ и $Z = 126$. Последнее совпадало с магическим числом нейтронов, равным 126, известным из опыта и подтвержденным теорией.

В 1959 г. Моттельсон и Нильссон⁵ указали на существование оболочки $Z = 114$ (а не 126) из-за перегруппировки протонных уровней, обусловленной растущим влиянием кулоновской энергии в тяжелых ядрах. Несколько позже Мелднер⁶, а также Гареев и др.^{7,8} пришли к заключению, что ядро с числом протонов 114 и числом нейтронов 184, возможно, является дважды магическим. Примерно в то же время Майерс со Святецким⁹ и Струтинский¹⁰ показали, что стабилизирующее влияние оболочек в сверхтяжелых ядрах может быть весьма существенным. Высота барьера деления гипотетического ядра $^{310}126$ была получена равной 8—9 Мэв.

После этого интерес к новым возможным областям стабильности резко возрос, поскольку такие ядра уже можно синтезировать на имеющихся ускорителях тяжелых ионов, обеспечивающих интенсивные пучки вплоть до аргона. В связи с этим стала актуальной задача более конкретной оценки свойств ядер в предполагаемой области относительной стабильности.

К настоящему времени выполнено большое количество теоретических работ, посвященных влиянию внутренней структуры ядра на вероятность деления. Из некоторых работ следует, что не исключена возможность найти среди ядер с $Z \geq 110$ и $A \geq 290$ такие, время жизни которых составляет примерно 10^8 лет. Поэтому физики-экспериментаторы в надежде на большие времена жизни сверхтяжелых элементов предпринимают их поиск в природных минералах, в космических лучах, в метеоритах и т. д. Уже имеются первые экспериментальные указания о присутствии сверхтяжелых ядер в космических лучах. В работах Фаулера и др.¹¹ сообщалось, что ядерные фотоэмульсии, поднятые на высоту 40 км, регистрировали следы ядер с $Z \geq 103$ и, возможно, с $Z = 110$.

Недавно в Лаборатории ядерных реакций в Дубне были проведены опыты по изучению спонтанного деления свинца¹². Был обнаружен неожиданно большой эффект спонтанного деления. Предполагалось, что период полураспада для свинца должен быть равен 10^{40} годам, а экспе-

риментальное значение оказалось равным $3 \cdot 10^{20}$ лет. В качестве одного из возможных объяснений столь колоссальной разницы периодов авторы выдвинули гипотезу о наличии в свинцовых препаратах незначительной примеси экасвинца (114-го элемента), который распадается путем спонтанного деления.

Таким образом, уже из краткого перечисления основных этапов тридцатилетних исследований в трансурановой области видно, что интерес к этим работам не ослабевает, а, наоборот, перспективы в области синтеза и поиска представляются широкими и заманчивыми.

В этой обзорной статье мы остановимся на методах синтеза и свойствах известных трансфермиевых элементов, поскольку создание высокочувствительных экспрессных физических и химических методов в процессе работ по изучению элементов 102, 103, и 104 подготовило базу для будущих экспериментов. Из обзора завершенных работ будет видно, какими возможностями располагают в настоящее время экспериментаторы, ставящие перед собою цель пробиться во вторую область стабильности.

Более подробно рассмотрены теоретические вопросы по оценке границ этой области и свойств ядер вблизи гипотетических магических чисел.

II. МЕТОДЫ СИНТЕЗА, ВЫДЕЛЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ТРАНСФЕРМИЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

1. М е т о д ы с и н т е з а

В 1934 г. Э. Ферми, проводя опыты по взаимодействию нейтронов с различными веществами, предложил метод синтеза 93-го элемента при облучении урана нейтронами. Однако до претворения этой идеи в жизнь прошло еще около шести лет. Первый успешный эксперимент удалось провести Макмиллану и Эйблсону только в 1940 г.¹, когда авторы, облучая ^{238}U нейтронами, наблюдали образование ^{239}Np .

Сущность этого метода синтеза сводится к тому, что β -стабильное ядро, захватывая нейтроны, удаляется от области β -стабильности. Выбирая электрон, ядро возвращается в область β -стабильности, но при этом его порядковый номер увеличивается на единицу. Таким образом, захват нейтронов и цепочка последовательных β -распадов позволяют накапливать различные изотопы трансурановых элементов.

После создания ядерных реакторов с их помощью был осуществлен синтез плутония-239 в количестве, достаточном для использования его в качестве исходного материала для накопления более тяжелых трансурановых элементов в ядерных реакторах.

На рис. 1 показано примерное распределение продуктов длительного облучения ^{239}Pu в ядерном реакторе с плотностью потока нейтронов 10^{15} нейтронов/см²сек. Цепочка заканчивается изотопом ^{252}Cf , который образуется в количестве 0,3% исходного количества ^{239}Pu при интегральном потоке нейтронов $\sim 10^{22}$.

Этим методом удалось продвинуться до 100-го элемента, фермия. Однако продвижению в трансфермиевую область препятствует малое время жизни изотопа ^{258}Fm , который, испытывая быстрое спонтанное деление, исключает образование β -неустойчивого изотопа ^{259}Fm . Подробнее с этим вопросом можно ознакомиться в ряде обзоров и монографий¹³⁻¹⁵.

В практике американских исследователей используется также и другой метод синтеза с использованием нейтронов — синтез в импульсных нейтронных потоках.

В 1952 г. при взрыве термоядерной бомбы был получен ^{255}Fm , который образовался из ^{238}U за счет мгновенного захвата этим ядром 17 нейтронов с последующей цепочкой 17 β -распадов: $^{255}\text{U} \xrightarrow{17\beta^-} ^{255}\text{Fm}$. Выход тяжелых элементов оказался значительно выше, чем ожидалось по расчетам, основанным на оценках сечений захвата нейтронов тяжелыми

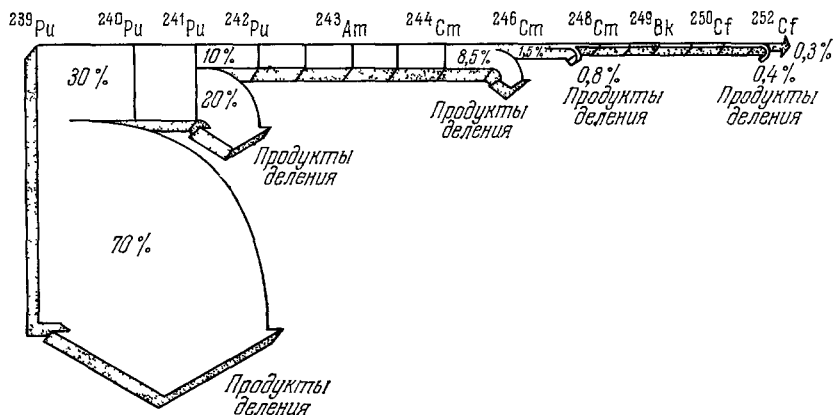


Рис. 1. Выход продуктов при длительном облучении ^{239}Pu в ядерном реакторе.

изотопами урана. Это вселило надежду на возможность существенного продвижения к более тяжелым изотопам элементов в трансформированной области.

Усилия экспериментаторов в течение последующих 17 лет были направлены на создание условий осуществления еще более мощных импульсных нейтронных потоков в подземных ядерных взрывах.

Серия экспериментов с термоядерными зарядами позволила довести интегральный поток нейтронов до огромной величины (10^{25} нейтронов/см²). Однако результаты экспериментов оказались значительно скромнее, чем ожидалось. Наиболее тяжелый синтезированный этим методом изотоп фермия ^{257}Fm был получен путем добавления к ядру ^{238}U девятнадцати нейтронов, хотя нейтронный поток в подземных ядерных устройствах удалось увеличить в 1000 раз по сравнению с первым экспериментом «Майк» 1952 г.

Причины неудач попыток получения трансформированных элементов путем термоядерных взрывов кроются либо в малом времени жизни относительно спонтанного деления тяжелых изотопов в области урана — фермия в сравнении с временем β -распада этих ядер, либо в резком уменьшении сечения захвата ядрами урана числа нейтронов, большего 19. Таким образом, с точки зрения проникновения в область трансформированных элементов этот метод также не привел к положительным результатам.

Третьим методом синтеза трансурановых элементов, который применяется в лабораториях, является облучение легкими заряженными частицами (протонами, дейтонами и α -частицами) тяжелых мишеней, полученных из реактора. Это комбинированный метод, использующий ускорители и реакторы. Его роль была особенно большой при открытии изотопов и элементов вплоть до менделевия (101-й элемент).

Этот метод основан на ядерных реакциях типа (d, xn) и (α, xn) . Захват тяжелым ядром-мишенью дейтона или α -частицы с энергией 20—40 Мэв, превышающей кулоновский барьер, приводит к образованию возбужденного составного ядра, которое «остывает», выбрасывая один или несколько

ко нейтронов. В результате таких ядерных реакций образуется новое ядро с порядковым номером на одну или две единицы больше. В большинстве случаев сравнительно толстая мишень подвергалась интенсивной бомбардировке пучком дейтронов или α -частиц на ускорителе. Затем мишень обрабатывалась химическим способом с целью выделения нескольких сотен или тысяч атомов нового элемента из большого количества исходного вещества. Химическая процедура занимала довольно продолжительное время (часы или даже сутки), но относительная «долгоживучесть» поисковых изотопов позволяла с успехом применять эти методы без существенной потери синтезированных атомов за счет их радиоактивного распада.

Именно описанным здесь способом были впервые синтезированы в 1940 г. плутоний по реакции $^{238}\text{U} (d, 2n) ^{238}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{238}\text{Pu}$ ¹⁷, в 1944 г. кюрий по реакции $^{239}\text{Pu} (\alpha, n) ^{242}\text{Cm}$ ¹⁸, в 1949 г. берклий по реакции $^{241}\text{Am} (\alpha, 2n) ^{243}\text{Bk}$ ¹⁹ и в 1950 г. калифорний по реакции $^{242}\text{Cm} (\alpha, n) ^{245}\text{Cf}$ ²⁰.

Однако по мере продвижения в область более тяжелых элементов становилось очевидным, что и этот метод имеет предел, обусловленный недоступностью достаточно тяжелых мишеней.

Уже в работе 1950 г. по синтезу калифорния²⁰ кюриевая мишень содержала всего несколько микрограмм ^{242}Cm , а ее α -радиоактивность достигала 10^{11} α -распадов в минуту. К 1955 г. в реакторе удалось накопить $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ мкг эйнштейния ^{253}Es , из которого была изготовлена мишень для синтеза 101-го элемента²¹. Естественно, что при столь малом количестве вещества выход изотопа менделевия в ядерной реакции $^{253}\text{Es} (\alpha, n) ^{256}\text{Md}$ составил всего 1 атом в час, несмотря на значительную величину сечения реакции ($\sim 10^{-27}$ см²).

В этой работе экспериментаторы впервые столкнулись с трудностью идентификации нового элемента по считанному числу атомов (всего в первых опытах было синтезировано 17 атомов 101-го элемента). Эта трудность стала затем характерной для всей трансформиевой области. Начиная со 102-го элемента она усугубилась еще малыми временами жизни изотопов, которые нельзя было изучать традиционными химическими методами. Потребовалась разработка принципиально новых физических и химических методов выделения и идентификации трансформиевых элементов.

Что же касается использования легких заряженных частиц для синтеза трансформиевых элементов, то в течение последних 14 лет с помощью пучка α -частиц в ядерной реакции $^{255}\text{Es} (\alpha, n) ^{258}\text{Md}$ был синтезирован наиболее долгоживущий ($T_{1/2} = 2$ месяца) тяжелый изотоп менделевия²². В настоящее время американские исследователи надеются накопить в подземных взрывах $\sim 10^{12}$ атомов ^{257}Fm ¹⁵, которые можно будет использовать в качестве мишени для получения ряда тяжелых изотопов менделевия и 102-го элемента в ядерных реакциях (t, xn) , (α, xn) , в частности $^{257}\text{Fm} (\alpha, n) ^{260}102$ и $^{257}\text{Fm} (t, n) ^{259}\text{Md}$.

Отсутствие тяжелых мишеней и связанная с этим невозможность синтеза элементов с $Z > 101$ с помощью α -частиц привели экспериментаторов к логическому выводу — ускорять более тяжелые, чем гелий, ядра и использовать их для облучения относительно легких мишеней (уран, плутоний, кюрий), доступных в большом количестве.

Так, в 1956 г. были начаты опыты по получению 102-го элемента, в которых в качестве бомбардирующих частиц применялись ускоренные ионы кислорода и углерода, а мишенями служили изотопы плутония и кюрия^{23, 24}.

В последующие годы в ряде лабораторий были сооружены специальные ускорители, предназначенные для получения интенсивных моноэнергетических пучков тяжелых ионов в широком диапазоне Z (от бора до кальция и цинка) с энергией около 10 Мэв на нуклон^{25, 26}.

В настоящее время лучшими среди действующих ускорителей являются 310-см циклотрон Лаборатории ядерных реакций в Дубне (СССР) и линейный ускоритель тяжелых ионов (NILAC) Радиационной лаборатории им. Лоуренса в Беркли (США). Именно в этих двух лабораториях проводились и проводятся эксперименты по синтезу элементов с $Z \geq 102$. Требования, предъявляемые этими экспериментами к интенсивности и ассортименту бомбардирующих частиц, стимулировали непрерывное усовершенствование ускорителей и позволили достичь на них рекордных параметров. В табл. I приведены интенсивности тяжелых ионов на ускорителях Дубны и Беркли.

Таблица I

Ионы	310-см циклотрон (Дубна)	Линейный ускоритель тяжелых ионов (Беркли)
	Интенсивность, мкА *)	Интенсивность, мкА **)
$10, 11\text{B}^{+2}$	150	5
$12, 13\text{C}^{+2}$	150	5
$14, 15\text{N}^{+3}$	100	3
$16, 18\text{O}^{+3}$	100	2
19F^{+4}	80	—
$20, 22\text{Ne}^{+4}$	50	1
32S^{+6}	5	—
40Ar^{+7}	5	0,1
40Ca^{+7}	1	—

*) Указана интенсивность внутреннего пучка ионов в пересчете на полный заряд ядра, т. е. ток 100 мкА C^{12} , например, соответствует потоку частиц 10^{14} частиц/сек. Коэффициент вывода пучка на циклотроне составляет 20—25%.

**) Интенсивность пучка на мишени.

Ядерные реакции, вызываемые тяжелыми ионами, весьма многообразны. Наряду с процессами полного слияния ядер с образованием компаунд-систем могут происходить различного рода реакции передачи, обмена нуклонами между налетающей частицей и ядром-мишенью. Как те, так и другие реакции приводят к синтезу новых ядер, однако ядерные реакции, сопровождающиеся образованием составного ядра, более просты по своему характеру, поддаются теоретической интерпретации, и именно они, как правило, использовались до сих пор для синтеза новых изотопов в трансформированной области.

Между налетающим ионом и ядром-мишенью существует кулоновский барьер величиной

$$V_C = 0,96 \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \frac{A_1 + A_2}{A_2} \text{ Мэв (при } r_0 = 1,5 \text{ ферми)}$$

в лабораторной системе координат. Здесь Z_1 , A_1 и Z_2 , A_2 — порядковые номера и массовые числа бомбардирующей частицы и ядра мишени соответственно. Так, для случая $^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$ величина кулоновского барьера составляет примерно 110 Мэв. Энергия бомбардирующей частицы должна превышать кулоновский барьер для того, чтобы реакция слияния имела достаточно высокую вероятность.

При столь значительных энергиях налетающих частиц составное ядро оказывается сильно возбужденным. Энергия возбуждения составного ядра E^* определяется энергией бомбардирующей частицы E_p за вычетом энергии «распаковки» ядер ΔE (разности масс составного ядра и ядер-участников реакции), а также энергии отдачи E_R составного ядра $E^* = E_p - E_R - \Delta E$, где $\Delta E = \Delta M \cdot 931 \text{ Мэв}$. В общем случае энергия возбуждения составных ядер в трансформиневой области при энергиях частиц вблизи кулоновского барьера оказывается равной нескольким десяткам, порядка 40–60, Мэв.

Кроме того, компаунд-ядра обладают значительным угловым моментом из-за большой массы налетающего иона (до 50 $\hbar$).

Основным процессом снятия возбуждения сильно разогретых вращающихся составных ядер оказывается процесс деления, т. е. явление, не приводящее к синтезу ядер с большими Z . В итоге доля ядер, «остывающих» путем испарения нейтронов, не велика. Для изотопов 102-го элемента она составляет 10^{-6} – 10^{-8} , 103-го элемента — 10^{-7} – 10^{-9} , а 104-го элемента — 10^{-10} . Это приводит к тому, что, несмотря на большое количество вещества мишени и на интенсивные потоки бомбардирующих частиц, выход трансформиневых элементов в ядерных реакциях с тяжелыми ионами очень мал (от десятков атомов в час для 102-го элемента до одного атома за десятки часов для 105-го элемента). Это обуславливает основную трудность задачи выделения и идентификации синтезируемых изотопов.

2. Методы выделения продуктов ядерных реакций, вызываемых тяжелыми ионами

Когда тяжелый ион сталкивается с ядром мишени, и при этом происходит полное слияние взаимодействующих ядер, составному ядру передается большой импульс иона, заставляющий ядро-продукт вылетать из мишени по направлению пучка. Из сильно возбужденного составного ядра в процессе его движения испаряется несколько нуклонов, которые слегка воздействуют на угловое распределение ядер отдачи и их энергию. Угловое распределение продуктов ядерных реакций, образующихся через составное ядро, имеет максимум при 4° для тонкой мишени. Для толстой мишени распределение несколько шире за счет рассеяния вещества мишени^{27, 28}.

В предположении изотропного распределения испарительных нейтронов в системе центра масс энергия отдачи E_R равна

$$E_R = E_p \frac{A_p}{A_p + A_T} \frac{A_N}{A_p + A_T},$$

где A_N — массовое число продукта реакции (H, α), E_p — энергия налетающей частицы, A_p и A_T — массовые числа частицы и мишени соответственно.

Обычно в ядерных реакциях с многозарядными ионами при энергиях вблизи кулоновского барьера на тяжелых мишенях энергия отдачи лежит в пределах 5—10 Мэв. Так, при энергии ионов неона-22, равной 120 Мэв, слияние с ядром урана-238 приводит к образованию составного ядра $^{260}_{102}$ с энергией около 10 Мэв.

Пробеги ядер отдачи изучались экспериментально ^{29, 30} и рассчитывались на основании теории Бора о прохождении заряженных частиц через вещество. В предположении, что $V < v_0$ и $A_R \gg A_S$, было показано ³¹, что $R_0 = BE_R$, где

$$B = 0,6 \frac{A_S(A_S + A_R)}{A_R} \frac{(Z_S^{2/3} + Z_R^{2/3})^{1/2}}{Z_S Z_R}$$

(V — скорость атома отдачи, v_0 — скорость электрона в атоме водорода ($v_0 = 2,2 \cdot 10^8$ см/сек)); символы R и S — относятся к атомам отдачи и атомам тормозящей среды соответственно; R_0 — средний пробег атомов отдачи в мг/см², E_R — энергия атомов отдачи в Мэв.

Экспериментально было определено, что константа пропорциональности B примерно на 25% меньше теоретической величины ²⁹.

Для рассмотренного нами случая взаимодействия $^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{260}_{102}$ пробег ядер $^{260}_{102}$ в урановой мишени составляет приблизительно 1 мг/см². Из этих соображений обычно выбирается толщина эффективно работающего слоя мишени для получения оптимального выхода продуктов реакции. За счет отдачи ядра продукты вылетают из мишени, и, таким образом, уже в процессе облучения происходит отделение синтезированных атомов от исходного вещества.

Задача сводится, следовательно, к созданию методов улавливания выбитых из мишени продуктов и транспортировки их из зоны облучения в зону анализа их химических и физических свойств.

Существует несколько способов сбора атомов отдачи:

1. *Прямое соби́рание*, при котором атомы отдачи вбиваются в сборник из того или иного материала, а затем механически переносятся к детекторам излучения, регистрирующим α -частицы или осколки спонтанного деления исследуемого изотопа. Этот метод был разработан и использован в опытах по получению 102-го элемента в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова в 1955—1957 гг. ²³. Основные преимущества метода — его простота и 100%-ная эффективность сбора — позволяют с успехом использовать его в экспериментах, где не требуется высокое энергетическое разрешение, например для регистрации осколков спонтанного деления с помощью ионизационных камер, а также стеклянных или слюдяных детекторов ^{32, 33}.

2. Другой разновидностью этого метода является *соби́рание атомов отдачи* путем их вбивания в сборник или детектор излучения с отделением от пучка бомбардирующих частиц с помощью магнитных или электростатических полей. Метод использует наличие заряда у атомов отдачи и их небольшую угловую расходимость относительно направления пучка.

3. *Торможение атомов отдачи* в газе и *соби́рание их* путем *адсорбции* на стенках замкнутого объема, в котором находится мишень ³⁴. Этот метод дает возможность получать моноатомные слои атомов отдачи. Эффективность сбора не зависит от сорта и качества используемого газа и от величины тока ионов. Однако сравнительно большие площади стенок камеры, на которых сорбируются продукты ядерных реакций, приводят к малой эффективности в экспериментах с полупроводниковыми детекторами.

4. *Торможение атомов отдачи* в газе и *соби́рание их* с помощью *электростатического поля* ^{35, 36}. Опыт показывает, что при малых скоро-

стях одни атомы отдачи сохраняют положительный электрический заряд, другие превращаются в электроотрицательные комплексы. Поэтому на практике применяются как положительные, так и отрицательные электрические потенциалы на сборнике. Большая плотность плазмы, образуемой в газе пучком тяжелых ионов, не позволяет получить хороший коэффициент сбора. Наблюдается его сильная зависимость от величины тока ионов.

5. *Торможение атомов отдачи в газе и адсорбция их на поверхности сборника из струи газа.* Этот метод был разработан для синтеза α -радиоактивных изотопов в редкоземельной области ³⁷. Вслед за этим была создана аппаратура с использованием метода адсорбции из газовой струи для синтеза трансурановых элементов ^{36, 38, 39}.

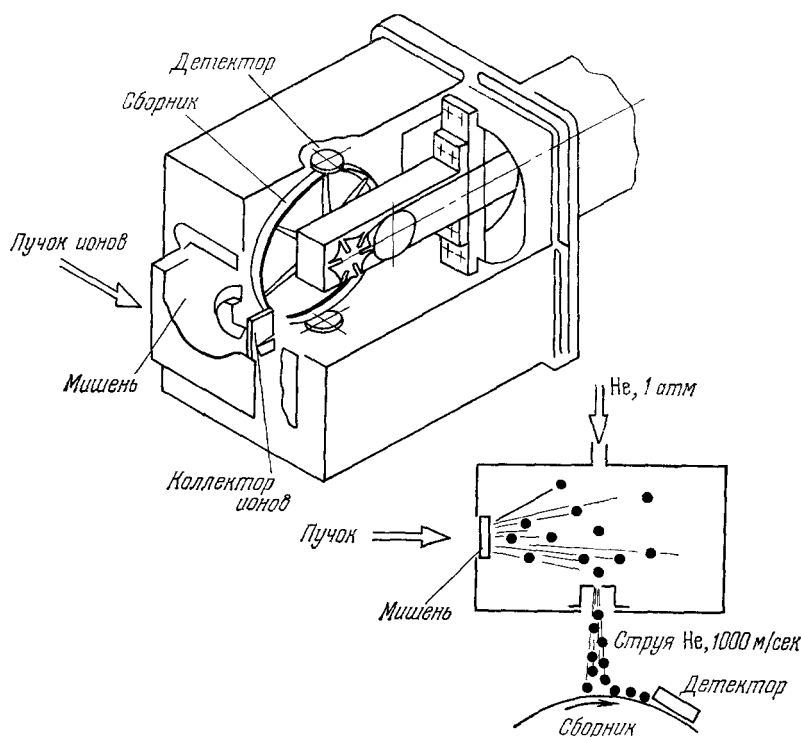


Рис. 2. Схема установки для собирания атомов отдачи из газовой струи.

На рис. 2 показано схематическое изображение одной из таких установок ³⁸, работавших на внутреннем пучке тяжелых ионов 310-см циклотрона в Дубне. Камера мишени заполнялась гелием до давления 1 атм, в котором тормозились атомы отдачи. Небольшое отверстие диаметром 0,5 мм соединяет эту камеру с эвакуированным объемом, в котором помещается сборник и детекторы α -частиц. За счет перепада давлений на стороне малого давления образуется узко направленная струя газа. На пути струи газа располагается сборник (алюминиевый обод колеса) на расстоянии 10 мм от отверстия. Струя газа, выходящая из отверстия вместе с атомами отдачи, ударяется о сборник, и тяжелые атомы сорбируются на его поверхности.

Сборник периодически перемещается на угол, близкий к 90°, перенося собранные атомы отдачи к детекторам излучения. Специальным подбором качества газа удавалось поддерживать коэффициент сбора

в пределах 50 %, причем его величина не зависела от величины используемого тока ионов.

Разработаны различные модификации этого метода, позволившие сделать его более экспрессным. В частности, было исключено механическое перемещение сборника введением дискового детектора α -частиц с отверстием в центре, через которое проходит трубка-газопровод ^{40, 41}.

Основная трудность в работе с такими устройствами заключается в поддержании стабильного коэффициента сбора в течение длительного времени. Процесс адсорбции изучен очень плохо. Достаточно сказать, что еще не известно, как сорбируются атомы отдачи — в виде отдельных атомов или молекулярных комплексов. Нестабильность коэффициента сбора при длительной работе затрудняет проведение количественных экспериментов по изучению выхода изотопов в зависимости, например, от энергии ионов.

6. *Торможение атомов отдачи* в газе и сбор их на *фильтрах* из газового потока при откачке газа через фильтр. Этот метод был предложен для сбора долгоживущих изотопов на бумажных фильтрах с целью их химического изучения ⁴². В другой работе ⁴³ тщательно исследовались различные органические волокнистые фильтры, металлокерамические материалы и перфорированные пластики. Было показано, что этот метод позволяет сравнительно легко получить коэффициент сбора 20 % для одних материалов и не менее 70 % для других. При этом необходимо отметить большую устойчивость коэффициента сбора, совершенно не зависящую от рода и качества используемого газа (воздух, азот, гелий). На основе этого метода создана установка с временем транспортировки атомов отдачи газовым потоком порядка 10 мсек ⁴⁴. Коэффициент сбора (~80 %) поддерживается постоянным в течение многосуточных экспериментов.

3. М е т о д ы и д е н т и ф и к а ц и и э л е м е н т о в

Идентифицировать элемент значит установить его порядковый номер. Если идентификация производится химическим способом, то при этом определяется, какая валентность, какие окислительные состояния характерны для данного элемента в той или иной среде и какая разница в химическом или физико-химическом поведении соединений данного элемента в сравнении с соседними, а также каково сходство в свойствах исследуемого элемента и его более легкого аналога, члена той же химической группы. Здесь изучается электронная структура атома, поэтому и знание массового числа изотопа не существенно.

Для короткоживущих изотопов трансурановых элементов разработаны физические методы идентификации, позволяющие однозначно определить заряд ядра (т. е. порядковый номер элемента) и его массовое число на основании закономерностей образования в ядерных реакциях и измерения радиоактивных характеристик (время жизни, вид распада, энергия распада).

а) *Химические методы идентификации*. Для выделения и изучения химических свойств сравнительно долго живущих изотопов трансурановых элементов разработаны методы соосаждения, экстракции и ионного обмена из водных растворов, ставшие теперь классическими ^{45, 46}. Это — достаточно медленные методы, однако они с успехом были применены даже в трансформиевой области, где периоды полураспада исследованных изотопов составляют минуты и десятки секунд (3 мин у изотопа ²⁵⁵102 и 35 сек у изотопа ²⁵⁶103) ^{47, 48}. Продолжительность всех химических операций в минуту представляется в настоящее время пределом возможности перечисленных выше химических методов идентификации.

Более короткие времена жизни и малый выход других доступных изотопов 102-го и 103-го элементов, а также изотопов 104-го, 105-го и более тяжелых элементов вызывают необходимость разработки высокоэффективного непрерывного выделения нужного элемента из смеси продуктов ядерных реакций. Отмеченным требованиям удовлетворяют методы, основанные на взаимодействиях, протекающих в газовой фазе и на поверхности твердых тел. Использование газообразных соединений позволяет добиться большой скорости радиохимического разделения.

Так, на основе резкого различия в летучести хлоридов элементов IIIб и IVб подгрупп (температура возгонки NiCl_2 , представителя IVб группы, равна 315°C , в то время как трихлориды лантанидов, входящих в IIIб группу, кипят при температуре выше 1500°C) удалось создать экспериментальную установку для выделения и изучения химических свойств 104-го элемента ⁴⁹⁻⁵¹. С помощью этой же методики была доказана принадлежность 102-го и 103-го элементов семейству актинидов ^{52, 53}.

б) Физические методы идентификации. Для синтеза изотопов трансурановых элементов в ядерных реакциях с многозарядными ионами в основном использовались реакции полного слияния ядра мишени и ядра бомбардирующей частицы с последующим испарением нескольких нейтронов из возбужденного составного ядра. Большой экспериментальный материал по изучению закономерностей образования составных ядер, а также ряд теоретических работ, посвященных различным аспектам проблемы взаимодействия многозарядных ионов с ядрами тяжелых элементов, дают в настоящее время достаточно оснований для проведения надежной идентификации того или иного изотопа путем измерения величины сечения, формы и положения максимума функции возбуждения ядерной реакции синтеза.

Экспериментально было показано, что функция возбуждения в этом случае имеет вид кривой с максимумом с шириной на полувысоте 8—12 Мэв для различных типов реакций. На рис. 3 показаны функции возбуждения ядерных реакций (O^{18} , xn), полученные в работе ⁵⁴.

В процессе взаимодействия тяжелого иона с ядром мишени наряду с реакциями полного слияния имеют место реакции передачи различного типа (обмен отдельными нуклонами и комплексами нуклонов, реакции срыва, подхвата и т. д.). Функции возбуждения некоторых реакций передачи имеют вид, похожий на испарительные кривые, с той лишь разницей, что их ширина несколько больше (15—20 Мэв). Вместе с тем такие реакции могут привести к образованию изотопов более легких известных элементов с радиоактивными свойствами, близкими к ожидаемым для нового элемента.

Если принять во внимание, что в трансформированной области приходится иметь дело с очень малыми сечениями образования изотопов, станет

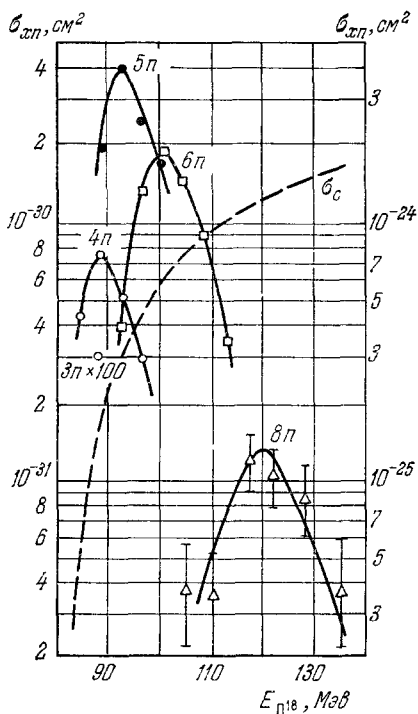


Рис. 3. Функции возбуждения ядерных реакций $^{238}\text{U}(^{18}\text{O}, xn)^{256-x}\text{Fm}$.

очевидной трудность разделения эффектов, обусловленных реакциями слияния и реакциями передачи. С этой точки зрения чрезвычайно ценную информацию дают перекрестные облучения, т. е. эксперименты с заменой мишени или бомбардирующей частицы. При этом если берется более легкая мишень или более легкая бомбардирующая частица, эффект, приписанный компаунд-ядру, не должен наблюдаться, в то время как продукты реакций передачи, как правило, должны по-прежнему образовываться. Так, например, наблюдение какого-либо изотопа при облучении мишени ионами ^{22}Ne можно проверить заменой ионов ^{22}Ne на ^{20}Ne , ^{19}F или ^{18}O .

Перекрестные облучения такого рода были использованы при идентификации 103-го и 104-го элементов ^{55, 56}.

4. Коррелированный α -распад (двойная отдача при α -распаде)

В классических работах Резерфорда по изучению α -излучателей естественных радиоактивных рядов был применен метод двойной отдачи при α -распаде, позволяющий установить генетическую связь родительских и дочерних изотопов ⁵⁷. Этот метод Резерфорда был усовершенствован Гиорсо ⁵⁸, и на его основе разработана аппаратура, позволившая идентифицировать несколько изотопов 101-го, 102-го и 103-го элементов ^{59, 60}.

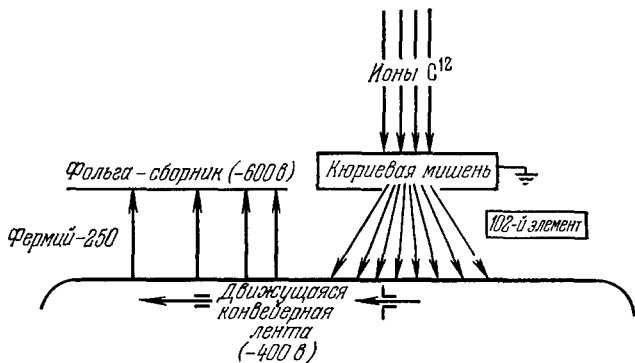


Рис. 4. Схема опыта, основанного на методе «двойной отдачи».

На рис. 4 показана принципиальная схема опыта. Ядра-продукты реакции собираются тем или иным способом на подвижном сборнике, который перемещается с заданной скоростью вблизи неподвижного вторичного сборника, находящегося под электрическим потенциалом относительно транспортера. При α -распаде первичного продукта дочерние ядра получают импульс отдачи, соответствующий энергии ~ 100 кэв, слетают со сборника в пространство, заполненное газом, и затем электрическим полем собираются на вторичном сборнике.

По окончании опыта сборник вторичных продуктов анализируется химическим методом с целью идентификации известного дочернего изотопа. Предпринимаются меры, препятствующие проникновению на вторичный сборник изотопов, возникающих в реакциях неполного слияния. Более конкретно это можно пояснить примером: при облучении урана ионами ^{22}Ne образуются 102-й элемент и 100-й элемент по реакциям $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}102$ и $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, \alpha 4n)^{252}\text{Fm}$. В то же время на вторичном сборнике после α -распада $^{256}102$ собираются ядра ^{252}Fm , как дочер-

ние. Его свойства хорошо известны, и он может быть идентифицирован химически. Распределение его по вторичному сборнику укажет время жизни материнского $^{256}\text{102}$, если только обеспечены условия, не дающие возможности продукту реакции (^{22}Ne , $\alpha 4n$) попасть на сборник, ибо это приведет к искажению распределения дочерних ядер и, следовательно, к неправильным данным по периоду полураспада материнского изотопа $^{256}\text{102}$.

Недостаток метода — ограниченность информации о радиоактивных свойствах исследуемых изотопов. Здесь получаются только данные о времени жизни и ничего не известно об энергии α -распада. Кроме того, некоторые изотопы невозможно изучать из-за «неудобных» для анализа свойств дочерних изотопов или из-за отсутствия данных об этих свойствах.

Другой разновидностью этого метода является детектирование «задержанных» совпадений α -частиц. Если материнское и дочернее ядра α -радиоактивны, то после регистрации α -частицы от распада материнского изотопа за время, соответствующее трем периодам полураспада дочернего изотопа, с 90%-ной вероятностью произойдет его α -распад и α -частица будет зарегистрирована тем же детектором ^{40, 44}.

В целом регистрация коррелированного α -распада в совокупности с измерением функций возбуждения и проведением перекрестных облучений делают физическую идентификацию Z и A исследуемого изотопа достаточно надежной.

III. ИЗУЧЕНИЕ ИЗОТОПОВ ТРАНСФЕРМИЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Уже из рассмотрения методов синтеза, выделения и идентификации виден тот большой арсенал возможностей, которыми располагают экспериментаторы, занимающиеся проблемой синтеза трансфермиевых элементов. Однако каждый новый элемент «дается» с большим трудом, чем предыдущие. Причины кроются в малых временах жизни тех изотопов, которые позволяют получать современные методы синтеза, и особенно в малых выходах этих элементов, обусловленных малыми сечениями реакций, малым количеством вещества мишени и ограниченными возможностями экспрессных методов выделения и идентификации короткоживущих изотопов.

Значительные трудности возникают в этой связи из-за наличия фона. Если регистрируется α -распад синтезируемых изотопов, то особую опасность представляет α -радиоактивный фон, связанный с образованием короткоживущих изотопов в области полония — актиния за счет сложных реакций передачи большого числа нуклонов между ядрами мишени и частицы, а также за счет ядерных реакций на микропримесях висмута, свинца, ртути и др. в веществе мишени. Продукты таких реакций, как правило, испускают α -частицы в довольно широком диапазоне энергий от 5 до 11,65 Мэв (изомер ^{212}Po) с различными периодами полураспада от долей секунд до десятков секунд.

В случае, когда детектируется спонтанное деление нового элемента, трудности обусловлены наличием спонтанно делящихся изотопов и изомеров более легких элементов, которые также образуются в ядерных реакциях с тяжелыми ионами за счет сложных реакций передачи ^{32, 56}. Следует отметить, что интервал периодов полураспада здесь практически может быть каким угодно. Уже теперь известны ядра-изомеры, испытывающие спонтанное деление, расположенные в области нептуния — америция, периоды полураспада которых лежат в пределах 10^{-8} — 10^2 сек ⁶¹.

Эти обстоятельства сильно усложняют идентификацию новых элементов. На примере работ по получению 102-го, 103-го, 104-го и 105-го

элементов мы покажем, каким образом удастся обойти эти трудности и как поспешность и несоответствие экспериментальных условий целому ряду требований, предъявляемых перечисленными обстоятельствами, привели к тому, что в некоторых работах были сделаны недостаточно обоснованные выводы, а иногда и допущены ошибки.

1. Э л е м е н т 102

Впервые надежная информация о свойствах пяти изотопов 102-го элемента была получена в Дубне в экспериментах, завершенных в 1966 г. ⁶². В 1967 г. результаты дубненских опытов были воспроизведены и подтверждены в Радиационной лаборатории им. Лоуренса в Беркли ³⁹.

В связи с тем, что после 1966—1967 гг. появилось несколько статей, авторы которых, излагая историю 102-го элемента, допускают ее произвольное, недостаточно объективное толкование ^{63, 64}, нам хотелось бы более подробно рассмотреть исторический аспект этой проблемы.

Прежде всего остановимся на двух работах, которые проводились аналогичным образом, однако в них были получены совершенно различные результаты. Первая работа выполнена в Нобелевском институте физики в Стокгольме в 1957 г. американскими, английскими и шведскими физиками совместно ²⁴, и вторая работа была проведена в Радиационной лаборатории им. Лоуренса в Беркли в 1958 г. ⁶⁵. В этих работах была предпринята попытка идентифицировать 102-й элемент, используя метод разделения, основанный на ионообменной хроматографии. Мишени из смеси изотопов кюрия (²⁴⁴Cm — 95%, ²⁴⁵Cm — 4%) облучались пучком ионов C¹³. Получавшиеся в ядерных реакциях продукты выбивались из мишени и собирались на сборниках, которые после получасового облучения подвергались химической обработке. Выделенные продукты анализировались в ионизационной камере с целью обнаружить α -активность, связанную с распадом 102-го элемента.

Этим методом была обнаружена α -активность с энергией $8,5 \pm 0,4$ Мэв и периодом полураспада около 10 мин. Всего было зарегистрировано около 20 событий. Делалось предположение, что это либо изотоп ²⁵³102, либо ²⁵¹102, которые могли получаться в реакциях ²⁴⁴Cm (¹³C, 4n) ¹⁰²²⁵³ и ²⁴⁴Cm (¹³C, 6n) ²⁵¹102.

После пуска линейного ускорителя тяжелых ионов в Беркли в 1958 г. Гиорсо и др. ⁶⁶ попытались повторить стокгольмские результаты, пользуясь аналогичной методикой. Однако поиски α -активности, о которой сообщалось в первой работе, оказались безуспешными. Ни в одном из опытов, которые велись в течение нескольких месяцев, α -активность с $E_\alpha = 8,5$ Мэв и $T_{1/2} = 10$ мин не была обнаружена. Результаты опытов, проведенных в Беркли, поставили под сомнение тот факт, что в Стокгольме был получен 102-й элемент. Гиорсо и др. предположили, что α -активность, наблюдавшаяся в стокгольмской работе, могла относиться к легким элементам и была ошибочно приписана 102-му элементу.

Отрицательный результат, полученный в Беркли, естественно вызвал ответную реакцию авторов первой работы. В 1959 г. они опубликовали статью ⁶⁶, в которой не содержится каких-либо новых экспериментальных данных, а старым данным дается несколько иная интерпретация.

Новая интерпретация сводится к тому, что делается предположение о принадлежности наблюдавшейся α -активности не ²⁵³102 или ²⁵¹102, а ²⁵⁵102, который мог получаться в реакции ²⁴⁶Cm (¹³C, 4n) ²⁵⁵102. Забегая несколько вперед, следует сказать, что измерение периода полураспада изотопа ²⁵⁵102, синтезированного в Дубне в 1966 г., дало значение $T_{1/2} = 3$ мин; кроме того, энергия α -частиц оказалась равной 8,09, а не 8,5 Мэв.

Неудачные попытки идентифицировать 102-й элемент традиционными химическими методами из-за малого времени жизни его изотопов привели исследователей к разработке физических методов идентификации.

Один из них был впервые использован в опытах по получению 102-го элемента в Институте атомной энергии в Москве в 1957—1958 гг.^{23, 67}. В московских опытах мишени из изотопов плутония ^{241}Pu и ^{239}Pu облучались ускоренными до энергии 100 Мэв ионами кислорода ^{16}O . Атомы отдачи вбивались в алюминиевый сборник, который за время 1,5—2 сек перемещался из зоны облучения на расстояние 2 м, где располагались ядерные фотоэмульсии, служившие детекторами α -частиц. Активация сборника и его нагрев пучком ионов за счет больших удельных потерь на ионизацию существенным образом влияют на качество работы ядерных фотоэмульсий, ухудшая их разрешающую способность.

Основная трудность, с которой пришлось столкнуться экспериментаторам, связана с возникновением α -радиоактивного фона на примесях свинца и более легких элементов в материалах мишени и сборника. При взаимодействии кислорода со свинцом образуется целая гамма α -активных изотопов в области полония и выше за счет различных реакций. Так, в Москве впервые были обнаружены группы α -частиц с энергией 11,65 и 8,87 Мэв, которые обусловлены, как выяснилось несколько позже⁶⁸, распадом изомеров полония ^{211m}Po и ^{212m}Po . Точность измерения энергии α -частиц с помощью ядерных фотоэмульсий не позволяла разрешить ряд других α -групп, о существовании которых теперь хорошо известно. Вопросам фона в московских опытах было уделено очень большое внимание. С этой целью был разработан высокочувствительный активационный метод анализа мишеней и сборников на содержание свинца, были разработаны методы очистки материала мишени от посторонних примесей. Результаты этой работы явились базой для многих последующих экспериментов, проведенных позднее в Дубне.

В работе 1958 г. использовались две плутониевые мишени: первая содержала 180 мкг/см^2 ^{241}Pu , вторая 100 мкг/см^2 ^{241}Pu . С первой мишенью была проделана серия опытов (40 облучений по три часа каждое), в которой время экспозиции под пучком и около фотопластинки составляло 8 сек, а время движения сборника 3 сек. В результате этих опытов наблюдались α -частицы с энергией в интервале 8,2—9,0 Мэв. Всего было зарегистрировано 90 таких α -частиц. Тщательный активационный анализ показал, что примеси свинца могут обусловить не более 40 % всего числа наблюдаемых α -частиц в этом интервале энергий. Вторая мишень была изготовлена после дополнительной очистки плутония и содержала значительно меньше свинца, чем первая. В результате десяти трехчасовых облучений в том же самом режиме работы регистрирующего устройства наблюдалось 20 α -частиц в интервале энергий 8,2—9,0 Мэв. Активационный анализ показал, что только четыре из них можно отнести за счет загрязнений мишени свинцом.

Как уже отмечалось, метод определения энергии α -частиц с помощью фотоэмульсий не обладает высокой точностью.

Из сопоставления спектров α -частиц, измеренных с помощью полупроводниковых детекторов и фотоэмульсий при облучении Рb ионами ^{16}O , видно, что многие α -группы не были разрешены в фотоэмульсиях и что энергия основных групп α -частиц несколько завышена. С учетом поправок в энергиях α -частиц α -группа, отнесенная к распаду 102-го элемента, имеет энергию $8,6 \pm 0,4$ Мэв. Оценки периода полураспада этого изотопа давали значение в интервале $2 \text{ сек} < T_{1/2} < 40 \text{ сек}$. Авторам не удалось детально изучить функцию возбуждения реакции, приводящей к образованию нового излучателя. Однако при тех значениях энергии ионов ^{16}O ,

которые использовались в опытах по облучению ^{241}Pu , могли иметь место только два сорта испарительных реакций с вылетом либо четырех, либо пяти нейтронов.

В настоящее время мы знаем (об этом будет сказано ниже), что изотоп $^{252}102$ обладает свойствами, близкими к тому, что наблюдалось в московской работе. Очевидно, именно этот изотоп наблюдался в опытах 1957—1958 гг. в ядерной реакции $^{241}\text{Pu} (^{16}\text{O}, 5n) ^{252}102$.

Другой экспрессный физический метод, в котором идентификация исследуемого изотопа 102-го элемента проводилась по его дочернему продукту, был разработан Гиорсо и др.³⁵ и в дальнейшем модифицирован и использован в работе Донца и др.³⁴ при синтезе $^{256}102$ (метод двойной отдачи, описанный выше). Дочерние продукты с хорошо известными характеристиками распада, собранные на сборнике, идентифицировались затем химическими методами.

Используя этот метод, Гиорсо и др.³⁵ поставили опыты по синтезу $^{254}102$ в реакции $^{246}\text{Cm} (^{12}\text{C}, 4n) ^{254}102$. Идентификация проводилась по дочернему изотопу ^{250}Fm ($^{254}102 \xrightarrow{\alpha} ^{250}\text{Fm}$), ядерные свойства которого были хорошо изучены ($E_{\alpha} = 7,44 \text{ Мэв}$, $T_{1/2} = 30 \text{ мин}$). Действительно, в первых же экспериментах они обнаружили в дочерних продуктах ^{250}Fm . Зависимость выхода ^{250}Fm в дочерних продуктах от энергии бомбардирующих ионов C^{12} имела вид острой кривой с максимумом при энергии ионов $70 \pm 5 \text{ Мэв}$. Это доказывало, что первичный продукт $^{254}102$ синтезируется именно в реакции с испарением четырех нейтронов. За один

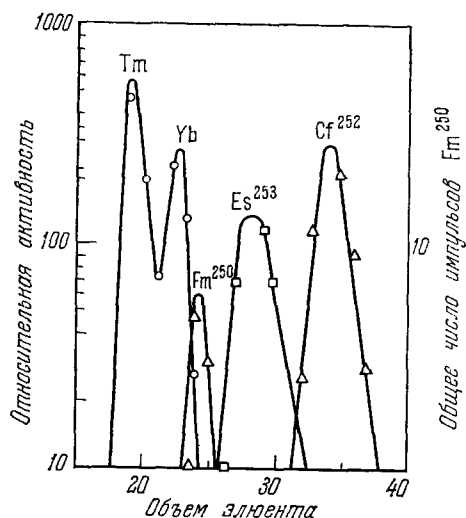


Рис. 5. Кривые вымывания Cf, Fm и других элементов в опытах по синтезу $^{254}102$.

рис. 5 показана хроматограмма, полученная в этих опытах. Видно, что фракция фермия очень четко отделена от фракции Cf и более легких элементов.

В работе⁵⁸, выполненной годом позднее, Гиорсо и др. непосредственно наблюдали α -излучение изотопа $^{254}102$, используя для его синтеза ту же реакцию $^{246}\text{Cm} (^{12}\text{C}, 4n) ^{254}102$. В этих опытах лента, на которой собирались продукты ядерных реакций, протягивалась через ионизационную камеру с сеткой, где регистрировалось их α -излучение. Экспериментаторы наблюдали α -излучатель с $T_{1/2} = 3 \text{ сек}$ и $E_{\alpha} = 8,3 \text{ Мэв}$ и отождествили

один опыт, проведенный в оптимальных условиях, регистрировалось 40 распадов ^{250}Fm . Распределение ^{250}Fm на сборнике по направлению движения ленты соответствовало периоду полураспада для $^{254}102$, равному $\sim 3 \text{ сек}$. При изменении скорости движения ленты распределение ядер ^{250}Fm на сборнике дочерних продуктов изменялось в соответствии с $T_{1/2} = 3 \text{ сек}$. Это доказывало, что в данном случае ^{250}Fm появляется на сборнике в результате именно α -распада $^{254}102$, присутствующего на ленте, а не каким-либо другим образом. Это же доказывалось и тем, что на сборниках не было обнаружено ни ^{246}Cf , ни ^{245}Cf , имевшихся в большом количестве на самой ленте. Более того, принадлежность α -активности с $E_{\alpha} = 7,44 \text{ Мэв}$ и $T_{1/2} = 30 \text{ мин}$ изотопу ^{250}Fm была проверена химическим способом. На

его с $^{254}\text{102}$, основываясь на совпадении периода полураспада этого излучателя со значением, полученным в предыдущей работе. Кроме того, в этих же опытах было зарегистрировано спонтанное деление изотопа, распадавшегося с $T_{1/2} = 3 \text{ сек.}$ Было высказано предположение, что изотоп $^{254}\text{102}$ испытывает спонтанное деление в 30% случаев.

Убедительность результатов, полученных Гиорсо и др., в течение шести лет не вызывала сомнений вплоть до тех пор, пока в Дубне в 1964 г. не были начаты опыты с целью проверки результатов берклиевской группы, причем проводились они двумя методами, в которых регистрировался дочерний ^{250}Fm и первичные α -частицы. К удивлению, было обнаружено значительное расхождение с данными Гиорсо и др.³⁵ о свойствах $^{254}\text{102}$. Оказалось, что период полураспада равен 60 сек, а не 3 сек, энергия α -частиц составляет 8,11, а не 8,3 Мэв.

После этого в Дубне на протяжении 1964—1967 гг. были проведены систематические исследования свойств нескольких изотопов 102-го элемента⁶⁹. Работа велась по трем направлениям:

- 1) изучение α -распада изотопов с массовыми числами 251—256;
- 2) изучение спонтанного деления четно-четных изотопов $^{256}\text{102}$ и $^{254}\text{102}$;
- 3) изучение химических свойств элемента 102 с использованием экспрессного метода газовой химии.

Для исследования α -распада использовались два метода: в одном изотопы 102-го элемента детектировались по соответствующим дочерним изотопам фермия, как описывалось выше, в другом изучалось α -излучение ядер-продуктов реакции с помощью полупроводниковых детекторов α -частиц с хорошим энергетическим разрешением; в этом случае вынос продуктов реакции из зоны облучения осуществлялся газовой струей с последующим механическим перемещением сборника к (Si + Au)-детектору. Было изготовлено два варианта аппаратуры: для внешнего пучка ионов и для отклоненного внутреннего пучка 310-см циклотрона (см. рис. 2).

В опытах, где регистрировались α -частицы 102-го элемента, использовались мишени из различных изотопов урана, плутония и америция, подвергавшиеся тщательной очистке от примесей Bi, Pb и других элементов. Хорошее разрешение поверхностно-барьерных кремниевых детекторов и высокая стабильность электронной аппаратуры позволяли надежно выделять в α -спектрах линии, обусловленные α -распадом изотопов 102-го элемента даже при наличии некоторого фона за счет незначительных примесей свинца в материале мишени. Таким образом, удалось установить энергии α -распада и времена жизни для шести изотопов, которые оказались существенно отличными от всех ранее опубликованных данных. Нужно отметить, с другой стороны, что в Дубне наблюдалось хорошее согласие между результатами, полученными с помощью разных методик.

После того как в октябре 1966 г. стали известны результаты опытов по определению радиоактивных характеристик изотопов $^{252-256}\text{102}$, выполненных в Дубне⁶², берклиевская группа провела контрольные эксперименты и целиком подтвердила данные о свойствах всех пяти изотопов.

Дополнительно в Беркли были синтезированы изотопы $^{257}\text{102}$ и $^{251}\text{102}$. Аналогичные данные о $^{251}\text{102}$ независимо получены в 1967 г. и в Дубне⁷⁰.

В табл. II просуммированы данные о свойствах известных изотопов 102-го элемента. Для сравнения указаны результаты обеих групп.

Таким образом, результаты дубненских экспериментов показали, что в ранних работах по 102-му элементу по разным причинам допущены существенные ошибки. Из табл. II видно, что ни один из изотопов с массовыми числами 251—256 не обладает теми свойствами, которые

Таблица II

Массовое число	Дубна, 1965—1967 гг.		Беркли, 1966—1967 гг.	
	$T_{1/2}$, сек	E_α , Мэв	$T_{1/2}$, сек	E_α , Мэв
251	0,5—1,0	8,6	$0,8 \pm 0,3$	8,68 (20%) 8,6 (80%)
252	$4,5 \pm 1,5$	8,41	$2,3 \pm 0,3$	8,41 (70%) (30%)
253	95 ± 10	8,01	105 ± 20	8,01
254	50 ± 10 75 ± 15	8,11	55 ± 5	8,10
255	180 ± 10	8,08	185 ± 20	8,11
256	6 ± 2 9 ± 3 $3,7 \pm 0,5$	8,41	$3,2 \pm 0,2$	8,43
257	—	—	23 ± 2	8,27 (50%) 8,23 (50%)

приписывались им авторами первых работ. Так, свойства нечетных изотопов с массовыми числами 251, 253 и 255 ничего общего не имеют с 10-мин активностью ($E_\alpha = 8,5$ Мэв), которая наблюдалась в стокгольмских опытах 1957 г. ²⁴, авторы которых предложили назвать элемент 102 нобелием. Не подтверждены американские данные 1961 г. ⁵⁵ о ²⁵⁵102 ($T_{1/2} = 15$ сек, $E_\alpha = 8,2$ Мэв) и данные 1958 г. ³⁵ о ²⁵⁴102 ($T_{1/2} = 3$ сек, $E_\alpha = 8,3$ Мэв).

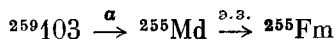
По существу, только в 1966 г. внесена полная ясность в запутанную десятилетнюю историю элемента 102-го элемента.

2. Э л е м е н т 103

Не менее драматичной представляется история 103-го элемента.

Группа американских ученых в Беркли в течение 1958—1961 гг. делала неоднократные попытки синтезировать 103-й элемент. В 1958 г. мишень из ²⁴⁴Cm и ²⁴²Cm облучалась ионами азота ¹⁴N ³⁵. Атомы отдачи, заторможенные в газе, собирались электрическим полем, и α -частицы от распада продуктов реакций детектировались с помощью ядерных фотоэмульсий. В экспериментах наблюдалась слабая α -активность с энергией 9 ± 1 Мэв и $T_{1/2} \approx 0,25$ сек, которая очень предположительно была приписана изотопу ²⁵⁶103. О дальнейших экспериментах, направленных на уточнение этих данных, авторы ничего не сообщали.

В 1960 г. Гиорсо сообщил о попытках синтеза изотопов 103-го элемента с массовыми числами 259 и 260 ⁷¹. В этой серии экспериментов мишень из калифорния облучалась ускоренными ионами В¹¹. Регистрация и идентификация ²⁵⁹103 осуществлялась генетическим методом по фермию-255, образующемуся по цепочке



Однако экспериментальная методика была несовершенна, уровень фона был слишком высок. Авторы, наблюдая ²⁵⁵Fm на вторичном сборнике в продуктах α -распада, не смогли сделать вывод о свойствах ²⁵⁹103. Эксперименты также не дали определенных результатов и для ²⁶⁰103 по тем же причинам.

И, наконец, в 1961 г. была опубликована работа ⁵⁵, в которой сообщалось о синтезе и идентификации ²⁵⁷103 при облучении калифорниевой мишени ($249 \leq A \leq 252$) ионами ¹⁰B и ¹¹B. В спектре α -частиц, испус-

каемых продуктами ядерных реакций, показанном на рис. 6, была обнаружена группа α -частиц с $E_\alpha = 8,6$ Мэв, отнесенная к распаду изотопа $^{257}103$ с $T_{1/2} = 8$ сек.

Основанием для такого вывода послужили следующие факты:

- 1) отсутствие этой активности в продуктах облучения мишеней из Pb, Bi, ^{240}Pu и ^{241}Am ионами ^{10}B и ^{11}B и мишени из ^{243}Am ионами ^{12}C ;
- 2) уменьшение выхода той же активности ($T_{1/2} = 8$ сек, $E_\alpha = 8,6$ Мэв) вдвое при замене бора на C^{12} ;
- 3) устойчивый выход активности в течение нескольких месяцев работы.

Функция возбуждения имела вид *очень широкой кривой* как с ^{10}B , так и с ^{11}B , из-за сложного изотопного состава мишени. Таким образом,

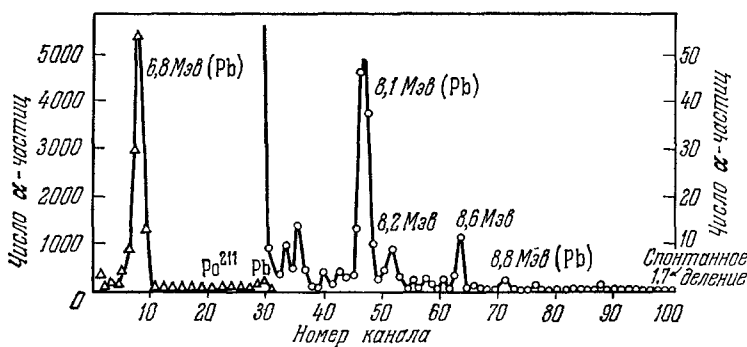


Рис. 6. Спектр α -частиц, полученный при облучении калифорниевой мишени ($249 \leq A \leq 252$) ионами ^{10}B и ^{11}B .

по виду функций возбуждения нельзя было сказать, представляют ли они наложение нескольких реакций с испарением нейтронов, приводящих к изотопу 103-го элемента, или же они являются функциями возбуждения каких-либо других реакций.

Эти эксперименты с 1961 г. не повторялись, и никаких новых публикаций о данных 1961 г. не было. Появились лишь сообщения, что авторы ⁵⁵ пересмотрели свои экспериментальные результаты и считают, что, по-видимому, изотоп 103-го элемента, испускающий α -частицы с энергией 8,6 Мэв и $T_{1/2} = 8$ сек, имеет массу не 257, а 258 или 259 ^{72, 64}.

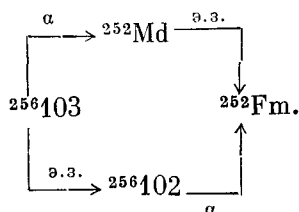
Таким образом, новая интерпретация старых данных 1961 г. сводится к тому, что один из трех изотопов с массовыми числами 257, 258 или 259 распадается путем испускания α -частиц с $T_{1/2} = 8$ сек и $E_\alpha = 8,6$ Мэв. Столь неопределенная идентификация массового числа (а из дальнейшего будет видно, что даже она представляется весьма сомнительной) мало что дает для систематики α -распада и для физической идентификации самого 103-го элемента.

Вместе с тем в 1965 г. в Дубне был синтезирован другой изотоп $^{256}103$ ⁶⁰. В 1967 г. в Дубне проводилось более тщательное изучение ядерно-физических свойств этого изотопа, исследовалось химическое поведение его хлоридов ^{73, 74, 52}. Попытки воспроизвести в Дубне данные по $^{257}103$, полученные берклиевской группой в 1961 г. ⁷⁵, не дали положительного результата. Поэтому целесообразно провести сопоставление и анализ результатов, полученных в различных работах по синтезу 103-го элемента, с целью установления степени их достоверности.

Наиболее тщательно изучен изотоп 103-го элемента с массовым числом 256. Данные дубненской группы были подтверждены в Беркли ⁴⁸,

где этот изотоп был использован для изучения химических свойств (экстракции) 103-го элемента.

В работе 1965 г.⁶⁰ изотоп $^{256}_{103}$ был синтезирован при облучении мишени из ^{243}Am ионами ^{18}O на внутреннем пучке 310-см циклотрона ОИЯИ. Регистрация и идентификация изотопа $^{256}_{103}$ проводилась генетическим методом по изотопу ^{252}Fm — продукту его радиоактивного распада. Методика «двойной отдачи»³⁴ позволяла обнаружить в продуктах распада фермий независимо от типа распада материнского изотопа:



Фермий, как продукт радиоактивного распада, выделялся химически с помощью ионообменных методов и идентифицировался по E_α и $T_{1/2}$. Было показано, что на вторичном сборнике действительно накапливается

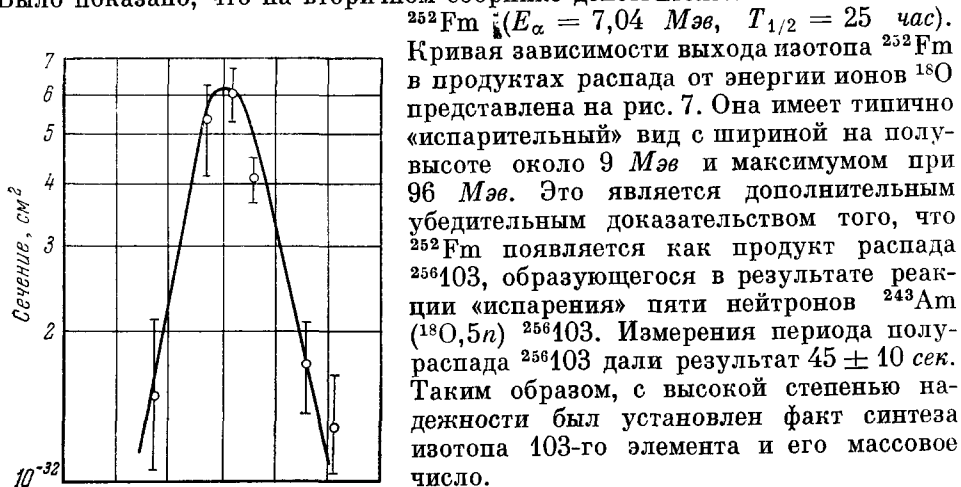


Рис. 7. Кривая зависимости выхода ^{252}Fm в продуктах распада от энергии ионов ^{18}O .

^{252}Fm ($E_\alpha = 7,04$ Мэв, $T_{1/2} = 25$ час). Кривая зависимости выхода изотопа ^{252}Fm в продуктах распада от энергии ионов ^{18}O представлена на рис. 7. Она имеет типично «испарительный» вид с шириной на полувысоте около 9 Мэв и максимумом при 96 Мэв. Это является дополнительным убедительным доказательством того, что ^{252}Fm появляется как продукт распада $^{256}_{103}$, образующегося в результате реакции «испарения» пяти нейтронов ^{243}Am ($^{18}\text{O}, 5n$) $^{256}_{103}$. Измерения периода полураспада $^{256}_{103}$ дали результат 45 ± 10 сек. Таким образом, с высокой степенью надежности был установлен факт синтеза изотопа 103-го элемента и его массовое число.

В 1967 г. эксперименты по исследованию свойств изотопов 103-го элемента были продолжены. В опытах, выполненных двумя группами на разной аппаратуре, регистрировались непосредственно α -частицы от изотопов 103-го элемента^{73, 74}.

Использовался метод сбора атомов отдачи из газовой струи и регистрация α -частиц с помощью кремниевых детекторов. Моноизотопная мишень ^{243}Am , как и прежде, облучалась ионами ^{18}O , что позволяло проводить идентификацию продуктов реакций с испарением нейтронов по функциям возбуждения. Большое внимание было уделено очистке мишеней от примесей свинца, чтобы исключить α -радиоактивный фон.

На рис. 8 показаны спектры α -частиц, полученные в работе⁷³ при облучении ^{243}Am ионами ^{18}O с энергиями 91 и 96 Мэв. Группы α -частиц с энергиями в диапазоне 8,35—8,6 Мэв связаны с распадом изотопов 103-го элемента с массовыми числами 256 и 257. Из рисунка видно, что α -спектр сложный, имеется несколько групп α -частиц. Если интересоваться группой 8,6 Мэв, отнесенной в работе⁵⁵ к $^{257}_{103}$, то можно условно раз-

делить весь спектр на две части: $8,35 < E_\alpha < 8,5 \text{ Мэв}$ и $8,5 < E_\alpha < 8,6 \text{ Мэв}$ и проследить поведение каждого из этих участков. Оказалось, что временное распределение импульсов, т. е. периоды полураспада, для обеих частей практически равны и составляют 35 сек.

Кривые выхода α -излучателей для обеих частей спектра, т. е. положение максимумов и форма кривых, хорошо согласуются как с расчетными значениями для реакции $^{243}\text{Am} (^{18}\text{O}, 5n) ^{256}103$, так и с экспериментальными

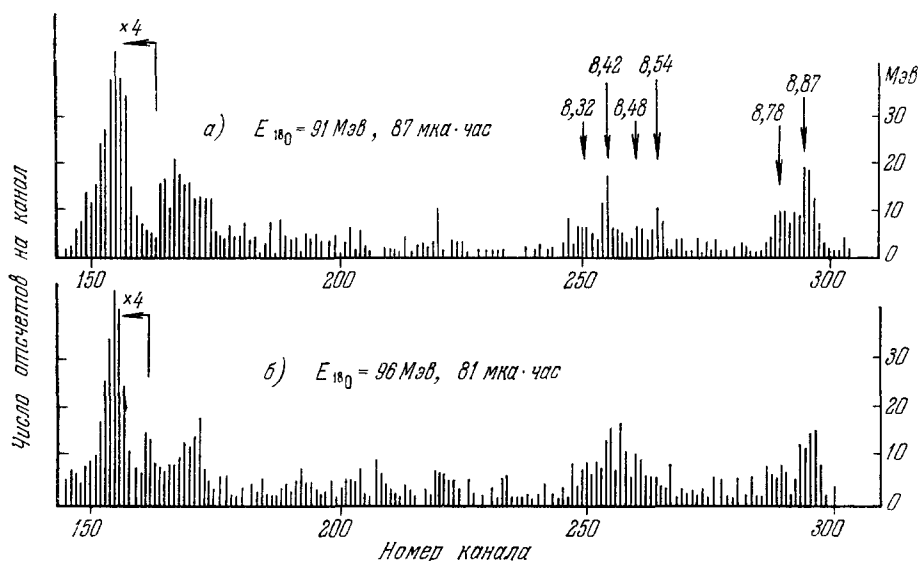


Рис. 8. Спектр α -частиц, полученный при облучении ^{243}Am ионами ^{18}O с энергиями 91 и 96 Мэв.

данными для этой реакции, полученными в 1965 г. ⁶⁰. Все это послужило основанием отнести группу α -частиц с $8,35 < E_\alpha < 8,50 \text{ Мэв}$ к распаду изотопа $^{256}103$.

Много усилий в рассматриваемой работе было затрачено на поиски α -активности с $E_\alpha = 8,6 \text{ Мэв}$ и $T_{1/2} = 8 \pm 2 \text{ сек}$, отнесенной в работе берклиевской группы 1961 г. к изотопу $^{257}103$. Эксперименты проводились при энергии ионов ^{18}O от 90 до 96 Мэв, т. е. в области, где должен находиться максимум сечения реакции $^{243}\text{Am} (^{18}\text{O}, 4n) ^{257}103$. Группа α -частиц с $E_\alpha = 8,6 \text{ Мэв}$ и $T_{1/2} = 8 \text{ сек}$ не наблюдалась. Верхняя граница сечения образования этой активности при энергии ^{18}O , равной 91 Мэв, составила $2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$, что сильно отличается в меньшую сторону от ожидаемой величины на основе суммы всех экспериментальных данных по сечениям (H⁺, xn)-реакций. С α -распадом изотопа $^{257}103$ можно было связать лишь группу с $8,5 < E_\alpha < 8,6 \text{ Мэв}$ и $T_{1/2} = 35 \text{ сек}$. Итак, результатом дубненских экспериментов 1965—1967 гг. явилось однозначное доказательство синтеза изотопа $^{256}103$; попытки воспроизвести данные Беркли о $^{257}103$ не дали положительного результата.

Остановимся несколько подробнее на новой интерпретации результатов 1961 г. ⁷². Нам представляется, что она противоречит экспериментальным данным оригинальной работы ⁵⁵ (α -спектрам и виду функции возбуждения), на основании которых было объявлено об открытии 103-го элемента и предложено его название.

Приведем реакции, с помощью которых возможно образование изотопов элемента 103.

Максимальный выход имеют ядерные реакции, вызываемые тяжелыми ионами, сопровождающиеся испарением четырех и пяти нейтронов. Соответствующие ширины кривых составляют 8—10 Мэв. Так как функции возбуждения для активности с $E_{\alpha} = 8,6$ Мэв в эксперименте были очень широкими, первоначальная интерпретация этого факта представляется наиболее естественной (табл. III).

Таблица III

Массовое число изотопа	Изотопный состав мишени					
	²⁵² Cf (50, 8%)		²⁵¹ Cf (12, 3%)		²⁵⁰ Cf (32, 8%)	
	¹⁰ В	¹¹ В	¹⁰ В	¹¹ В	¹⁰ В	¹¹ В
259	3n	4n	2n	3n	1n	2n
258	4n	5n	3n	4n	2n	3n
257	5n	6n	4n	5n	3n	4n

Изотоп ²⁵⁹103 при облучении калифорния ионами ¹⁰В должен был получаться практически только в реакции ²⁵²Cf(¹⁰В, 3n): функция возбуждения должна быть узкой (полуширина 10 Мэв). Однако этого не наблюдалось. Аналогичные соображения можно привести относительно изотопа ²⁵⁸103. С помощью ионов ¹⁰В он может получаться в реакциях ²⁵²Cf(¹⁰В, 4n) и ²⁵¹Cf(¹⁰В, 3n). Учитывая, что сечение (3n)-реакции меньше сечения (4n)-реакции и что содержание в мишени ²⁵¹Cf в четыре раза меньше, чем ²⁵²Cf, можно ожидать, что кривая выхода ²⁵⁸103 должна иметь вид, совпадающий с кривой выхода в реакции ²⁵²Cf(¹⁰В, 4n), т. е. должна быть достаточно узкой.

Утверждение о том, что в опытах 1961 г. ⁵⁵ наблюдался изотоп ²⁵⁸103 или ²⁵⁹103, фактически равнозначно утверждению, что функции возбуждения были узкими, в то время как в работе ⁵⁵ указано, что они были очень широкими.

Кроме того, за счет реакций с испарением четырех и пяти нейтронов на изотопе ²⁵⁰Cf должен был образоваться изотоп ²⁵⁶103 и его α -частицы должны присутствовать в α -спектре. Однако из приведенного в работе ⁵⁵ спектра (см. рис. 6) этого не видно.

Ввиду этого противоречия требуются дополнительные экспериментальные доказательства того, что в 1961 г. в Беркли действительно был синтезирован изотоп 103-го элемента.

3. Э л е м е н т 104 (к у р ч а т о в и й)

Синтез 104-го элемента был осуществлен в Дубне в 1964—1967 гг. ^{56, 49}. Поскольку ожидалось, что время жизни четно-четных изотопов 104-го элемента, которые можно синтезировать в ядерных реакциях с многозарядными ионами, мало, а определяющим процессом распада будет спонтанное деление, потребовалось разработать новый быстрый химический метод идентификации Z исследуемого элемента.

Дело в том, что наблюдение спонтанного деления исключает возможность применения некоторых испытанных методов идентификации, например метода двойной отдачи с последующим химическим выделением дочернего изотопа, так же как и методов, основанных на регистрации коррелированного α -распада (установление генетической связи между д-излучателями). Сильно осложняется измерение функций возбуждения для спонтанно делящегося продукта при наличии фона.

Уже в 1961 г. в Дубне было открыто явление спонтанного деления ядер, находящихся в изомерном состоянии ³², ⁶¹. Изомеры америция с массовыми числами 240, 242 и 244 обладают периодами полураспада 0,6, 14 и 0,9 мсек соответственно и с достаточно большим выходом образуются в сложных реакциях передачи при облучении кюрия, плутония и урана многозарядными ионами. Это обстоятельство в значительной степени затрудняло поиск и идентификацию изотопов 104-го элемента по эффекту спонтанного деления. Кроме того, за счет ядерных реакций неполного слияния типа (HI, αn) возможен синтез изотопов 102-го элемента, которые имеют заметную долю распада путем спонтанного деления. Эти изотопы также являются источником фона, который необходимо учитывать в опытах по синтезу элемента 104.

В 1964 г. в Дубне были проведены опыты по физической идентификации элемента 104⁵⁶. В качестве мишени был выбран ²⁴²Pu, а бомбардирующей частицы — ²²Ne. В опытах использовались два варианта аппаратуры. Детекторами осколков спонтанного деления в обоих случаях служили фосфатные стекла с минимальным содержанием урана (меньше 10^{-8} г на 1 г стекла). Это было необходимым условием, поскольку детекторы располагались вблизи мишени, где нейтронный поток мог индуцировать деление примесей урана в стекле.

Ядра-продукты реакций вбивались в материал сборников. Конвейерная лента-сборник в первом варианте протягивалась с большой скоростью вдоль стеклянных детекторов. По распределению треков на детекторах можно было судить о периоде полураспада спонтанно делящегося изотопа.

В другом варианте в качестве сборников использовались тонкие алюминиевые фольги (4–5 мм), смонтированные на дисковом транспортере. Детекторы располагались по обе стороны сборников, что позволяло регистрировать два осколка, если деление испытывало ядро, находящееся в материале сборника. Фоновые треки в детекторе, обусловленные вынужденным делением примесей урана в стекле нейтронами, не давали «совпадений».

При облучении ²⁴²Pu ионами ²²Ne с энергией 114 Мэв был зарегистрирован спонтанно делящийся продукт с периодом полураспада 0,3 сек. Для доказательства принадлежности этого эффекта 104-му элементу изучались функции возбуждения всех спонтанно делящихся ядер, наблюдавшихся в опытах.

Функции возбуждения (рис. 9) для образования 14-мсек активности, 8-сек активности, а также для ²⁵⁶Fm имели вид нарастающих с энергией кривых, и только функция возбуждения для активности с $T_{1/2} = 0,3$ сек.

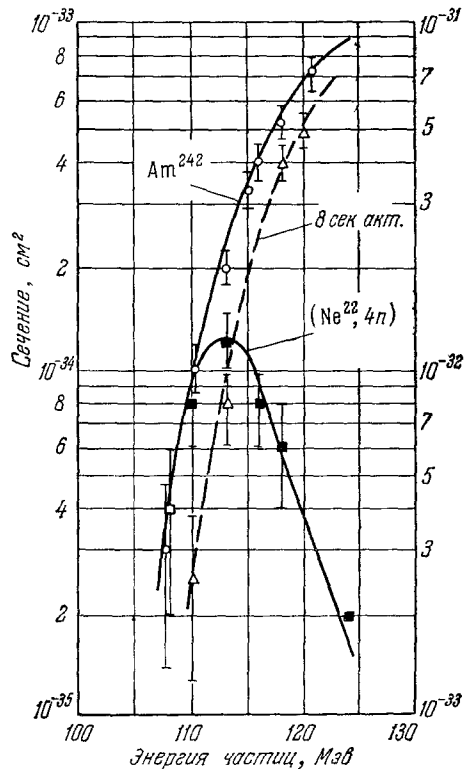


Рис. 9. Функции возбуждения для образования 14-мсек, 8-сек и 0,3-сек активностей.

имела характерный «испарительный» максимум при энергии ионов ^{22}Ne примерно 114 Мэв.

Совокупность всех данных по сечениям ядерных реакций (H1 , xn) указывала, что изотоп с $T_{1/2} = 0,3$ сек с наибольшей вероятностью образуется в ядерной реакции (^{22}Ne , $4n$), и поэтому авторы приписали зарегистрированную активность изотопу $^{260}\text{104}$. Однако обращал на себя внимание тот факт, что сечение образования 0,3-сек активности имело достаточно малую величину ($\sim 2 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$) по сравнению с расчетной для реакции (^{22}Ne , $4n$) на основании известных данных по Γ_n/Γ_f в этой области ядер. Известно, что положение максимумов и ширины функций возбуждения для (^{22}Ne , $3n$)-, (^{22}Ne , $4n$)- и (^{22}Ne , $5n$)-реакций не очень сильно отличаются, и поэтому нельзя исключить, что обнаруженная активность с $T_{1/2} = 0,3$ сек полностью или частично обусловлена синтезом и распадом $^{261}\text{104}$ или $^{259}\text{104}$ или наложением эффектов от спонтанного деления обоих изотопов. Сечение реакции с испарением трех нейтронов действительно должно быть меньше сечения реакции с испарением четырех нейтронов, а в случае реакции (^{22}Ne , $5n$) кажущееся уменьшение сечения может быть обусловлено частичным вкладом спонтанного деления в общем процессе распада изотопа $^{259}\text{104}$.

Дополнительным аргументом принадлежности 0,3-сек активности 104-му элементу служило отсутствие ее в продуктах реакции при облучении ^{238}U ионами ^{22}Ne и ^{242}Pu ионами ^{20}Ne , тогда как при этом четко наблюдался, например, Am^{242m} ($T_{1/2} = 14$ мсек).

Понимая важность химической идентификации для доказательства факта синтеза нового элемента и принимая во внимание то обстоятельство, что для химической идентификации нового элемента значение массового числа не имеет значения, в Лаборатории ядерных реакций (Дубна) было решено продолжить опыты по изучению 104-го элемента с привлечением экспрессной хроматографии в газовой фазе ^{49, 76}.

Соответствующая аппаратура в течение нескольких лет разрабатывалась в лаборатории Зварой с сотрудниками ⁴⁹⁻⁵³. К 1965 г. вариант для внутреннего пучка 310-см циклотрона был готов к работе, а в 1966—1967 гг. был создан другой вариант для выведенного пучка ускорителя. Схема аппаратуры показана на рис. 10. Принцип ее действия основан

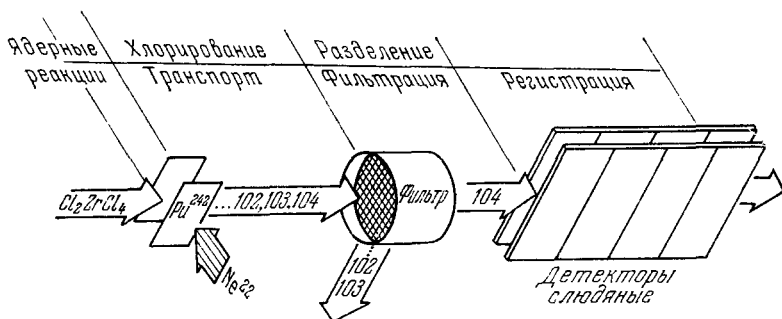


Рис. 10. Схема эксперимента для выделения и изучения химических свойств короткоживущих изотопов методом газовой химии.

на резком различии в летучести элементов IIIб и IVб подгрупп (температура возгонки NiCl_4 равна 315°C , в то время как трихлориды лантанидов кипят при температуре выше 1500°C). Атомы отдачи тормозились в газовом потоке азота, к которому добавлен хлорирующий агент, одновременно являющийся и носителем для 104-го элемента (например, пары

ZrCl₄ или NbCl₅). В качестве детекторов использовалась предварительно отожженная слюда. В камере детекторов в общей сложности наблюдалось около 80 осколков спонтанного деления изотопа с $T_{1/2} \approx 0,3 \text{ сек}$, с выходом, находящимся в хорошем согласии с данными физических опытов. Одновременно, а также в последующих опытах, было показано, что хлориды редкоземельных элементов, а также калифорния, фермия, 102-го и 103-го элементов практически не проходили в камеру детекторов и лишь только хлориды гафния и изотопа с $T_{1/2} \approx 0,3 \text{ сек}$ без потерь в газовом тракте и на фильтрах проникали в область регистрации радиоактивного распада. Следовательно, излучатель с $T_{1/2} \approx 0,3 \text{ сек}$ образует легколетучие соединения с хлором, т. е. является аналогом гафния и принадлежит IV группе периодической системы элементов. Таким образом, независимые химические эксперименты подтвердили его принадлежность 104-му элементу.

Авторы физической и химической работ предложили назвать 104-й элемент курчатовием (символ Ku) в знак признания выдающихся заслуг академика И. В. Курчатова в развитии ядерной физики.

4. Э л е м е н т 105

До сих пор имеются только предварительные данные о результатах опытов по поиску α -распада изотопов 105-го элемента ⁴⁰, ⁴⁴. Синтез изотопов с массовыми числами 260 и 261 осуществлялся при облучении мишени из ²⁴³Am ионами ²²Ne с энергией 123 Мэв в ядерных реакциях ²⁴³Am(²²Ne, (4—5)n)²⁶⁰, ²⁶¹105.

Использовалась установка, которая позволяла с примерно одинаковой эффективностью регистрировать α -распад изотопов с любыми периодами полураспада больше 0,005 сек. Схема сбора ядер отдачи и регистрации α -частиц показана на рис. 11.

Мишень непрерывно облучалась пучком ионов ²²Ne интенсивностью около 5 мка. Ядра-продукты реакции переносились на сборник газовым потоком через отверстие в кольцевом детекторе. Проводился амплитудный анализ импульсов от α -частиц. После прихода импульса в ожидаемый для α -частиц 105-го элемента энергетический интервал (от 8,8 до 10,3 Мэв) облучение прекращалось.

Далее осуществлялся амплитудно-временной анализ импульсов от α -частиц дочерних изотопов 103-го элемента, которые находились в сборнике за счет отдачи при α -распаде материнского ядра 105-го элемента. Таким образом, можно было устанавливать наличие или отсутствие генетической связи между α -излу-

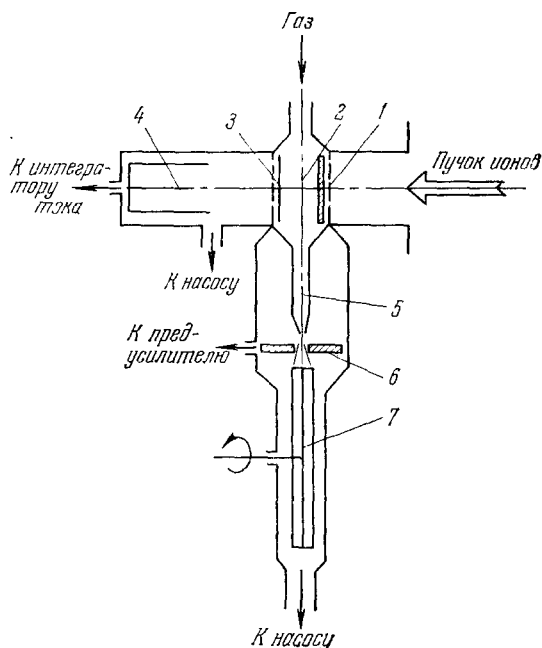


Рис. 11. Схема установки для регистрации распада ядер отдачи с помощью кольцевого детектора.

чателями. Время «остановки» составляло 160 сек, что определялось периодом полураспада ($T_{1/2} = 35$ сек) дочерних изотопов $^{256}\text{103}$ и $^{257}\text{103}$ ⁷⁵.

В серии экспериментов с неподвижным сборником ядер наблюдался сложный спектр α -частиц с наиболее интенсивными (выше 8 Мэв) группами α -частиц с энергией 8,3; 8,8; 11,65; 9,0; 9,4; 9,7 и 10,1 Мэв. Дальнейший анализ проводился на основании временной корреляции импульсов с энергией 8,8—10,3 Мэв с импульсами от α -частиц, энергия которых соответствует α -излучению изотопов $^{256}\text{103}$ и $^{257}\text{103}$ (8,35—8,6 Мэв). Фон «случайных совпадений», определяемый общей загрузкой измерительного тракта, оценивался из относительного количества совпадений α -частиц с энергией меньше 9,1 и больше 9,8 Мэв с α -частицами в диапазоне 8,35—8,6 Мэв, исходя из того, что наиболее вероятным интервалом энергий α -частиц 105-го элемента является интервал между 9,1 и 9,8 Мэв. Результаты такого анализа представлены в табл. IV.

Таблица IV

Вид информации	Энергия первичных α -частиц, Мэв	
	9,1—9,8	8,8—9,1; 9,8—10,3
Количество импульсов, вызвавших «остановку»	43	147
Количество «совпадений» с $E_\alpha = 8,35\text{—}8,6$ Мэв	17	14
Отношение, %	~ 40	~ 10

Из таблицы видно, что в диапазоне энергий α -частиц от 9,1 до 9,8 Мэв количество случаев «совпадений» по отношению к первичным импульсам составляло 40 %, в то время как для фона «совпадения» наблюдались лишь в 10 % случаев.

Это обстоятельство указывало на возможное существование генетической связи между излучателями α -частиц с энергией 9,1—9,8 Мэв и α -излучателями с $E_\alpha = 8,35\text{—}8,6$ Мэв. Временное распределение импульсов 8,35—8,6 Мэв также не противоречило предположению, что они обусловлены распадом $^{256}\text{103}$ и $^{257}\text{103}$.

Опыты с подвижным сборником, в которых можно было регистрировать изотопы с $T_{1/2} > 0,05$ сек, привели к предположению, что изотопы 105-го элемента имеют периоды полураспада меньше 0,1 сек.

Таким образом, относительно периодов полураспада изотопов 105-го элемента можно было заключить, что они лежат в интервале 0,005—0,1, сек. Для уточнения характеристик распада $^{260}, ^{261}\text{105}$ требуются дополнительные опыты, которые проводятся в настоящее время.

IV. СИСТЕМАТИКА РАДИОАКТИВНЫХ СВОЙСТВ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Число синтезированных изотопов в трансурановой области достигает к настоящему времени 100. Основными видами распада β^- -стабильных изотопов являются α -распад и спонтанное деление, причем эффект спонтанного деления наблюдался примерно у 40 ядер. Установлено, что в соответствии с представлениями гидродинамической модели ядра вероятность спонтанного деления действительно возрастает с ростом параметра делимости Z^2/A . На рис. 12 представлены известные данные по периодам полураспада для спонтанно делящихся изотопов в зависимости от параметра Z^2/A .

Четко видна тенденция к уменьшению $T_{\text{сп}}$ по мере перехода ко все более тяжелым элементам, у которых параметр Z^2/A становится больше. Имеется ряд изотопов в области калифорния, фермия, 102-го элемента, для которых спонтанное деление является основным видом радиоактивного распада (^{254}Cf , ^{256}Fm , $^{252}\text{102}$ и др.). Простейшая экстраполяция в область $Z > 104$ показывает, что для элементов с $Z = 108 - 114$ стабильность относительно спонтанного деления должна быть настолько незначительной, что эти элементы практически невозможно получить при современном уровне экспериментальной техники.

Однако уже из рассмотрения рис. 12 видно, что имеются эффекты, необъяснимые в рамках жидкокапельной модели ядра. Это прежде всего, большие коэффициенты запрета для изотопов с нечетным числом нуклонов. Они достигают величины порядка $10^5 - 10^6$. Так, например, $T_{\text{сп}}$ для ^{238}Pu составляет $4,9 \cdot 10^{10}$ лет, а для ^{239}Pu — $5,5 \cdot 10^{15}$ лет, для ^{249}Cf $T_{\text{сп}} = 2 \cdot 10^4$ лет, а для ^{248}Cf — $1,5 \cdot 10^9$ лет, для ^{256}Fm $T_{\text{сп}} = 2,7$ часа ($2 \cdot 10^{-4}$ года), а для ^{257}Fm — 100 лет. Таким образом, добавление всего одного нейтрона к четно-четному остову приводит к резкому возрастанию стабильности ядра. Анализ этих фактов привел исследователей к заключению о значительной роли одночастичных эффектов в формировании барьера деления ядер⁷⁷.

Кроме того, из рисунка видно, что линии, соединяющие значения периодов спонтанного деления для разных изотопов одного элемента, имеют максимумы, в то время как с точки зрения модели жидкой капли барьер деления, а следовательно, и $T_{\text{сп}}$ должны монотонно возрастать при переходе к более тяжелым изотопам, т. е. к меньшим значениям Z^2/A (растет A). Это также явилось эмпирическим указанием на существенную роль оболочечной структуры ядра в создании барьера деления.

Экспериментальные данные по временам жизни и энергиям α -распада трансфермиевых элементов также позволили обнаружить важный вклад оболочечных эффектов, определяющих эти характеристики. На рис. 13 показана зависимость энергий α -распада от числа нейтронов для различных изотопов Cf, Fm и 102-го элемента, которая при $N = 152$ испытывает резкий излом. То же самое наблюдается и в зависимости $T_{\text{сп}}$ от числа нейтронов в ядре. На основании этой систематики α -радиоактивных изотопов было высказано предположение о существовании подоболочки $N = 152$ ⁷⁸.

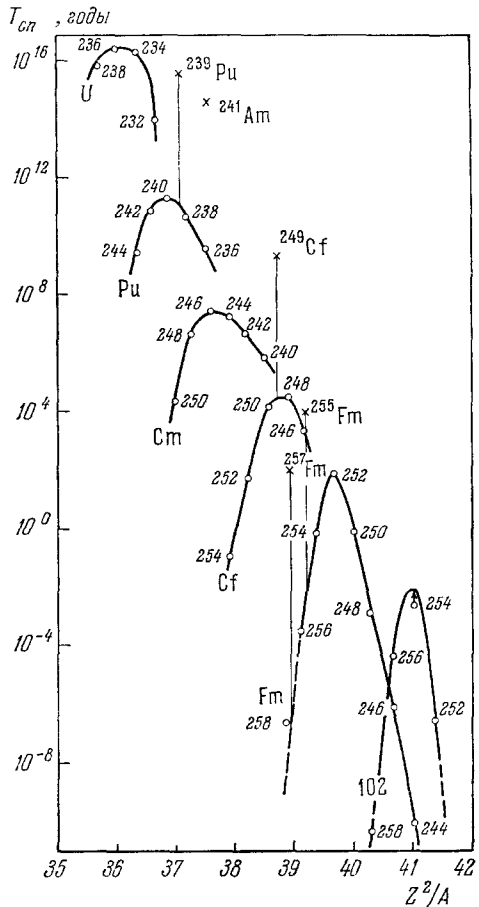


Рис. 12. Зависимость периода спонтанного деления от параметра делимости.

Наиболее интересные выводы об эффекте подоболочки с $N = 152$ были сделаны недавно^{39,79} при анализе данных по сечениям образования изотопов 102-го элемента в ядерных реакциях, вызываемых многозарядными ионами. Синтез изотопов с $150 \leq N \leq 154$ проводился в одинаковых условиях с использованием в качестве мишеней изотопов плутония или кюрия, а в качестве бомбардирующих частиц — ионов кислорода или углерода. На основании анализа величин (Γ_n/Γ_f) , полученных из данных

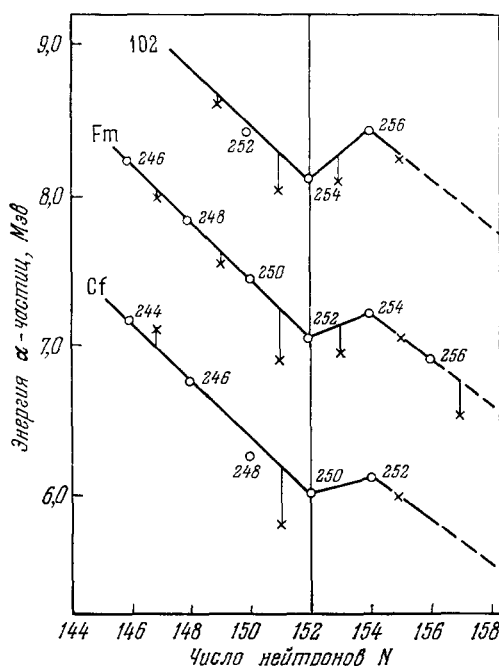


Рис. 13. Зависимость энергии α -частиц от массового числа для Cf, Fm и 102-го элемента.

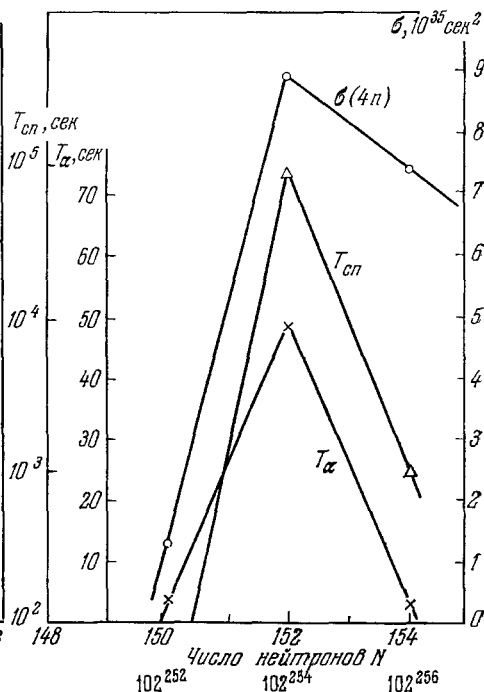


Рис. 14. Влияние подоболочки с $N = 152$ на время жизни изотопов 102-го элемента и сечение их образования в реакциях $\text{Cm}(^{12}\text{C}, 4n)$.

по сечениям образования различных изотопов, было показано, что влияние подоболочки с $N = 152$ проявляется до энергии возбуждения составного ядра порядка 10 Мэв.

На рис. 14 представлены кривые, указывающие на влияние подоболочки с $N = 152$ на время жизни изотопов 102-го элемента и сечение их образования в реакциях $\text{Cm}(^{12}\text{C}, 4n)$ ³⁹. Это стабилизирующее действие нейтронной подоболочки, так же как и отмеченные выше одночастичные эффекты в спонтанном делении, явились экспериментальной предпосылкой для теоретической разработки вопроса о влиянии оболочечных поправок в расчетах гидродинамического барьера деления. Расчеты по методу оболочечных поправок дают основание надеяться, что эффект следующей гипотетической нейтронной оболочки с $N = 184$, а также протонной оболочки с $Z = 114$ или близким к этому числу будет проявляться достаточно сильно, чтобы можно было надеяться не только на заметное повышение стабильности соответствующих ядер, но и на достаточно большие их выходы в ядерных реакциях синтеза.

Этот вопрос более детально рассматривается в следующей главе.

V. ПЕРСПЕКТИВЫ СИНТЕЗА И ПОИСКА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В настоящее время ясно, что для сколько-нибудь реалистических экстраполяций в области тяжелых трансурановых элементов необходимо детально учитывать особенности внутренней структуры ядра. Первым приближением в этом отношении является теория ядерных оболочек. Оболочечные эффекты играют важную роль в вопросах устойчивости ядер. Современная теория удовлетворительно отражает тот факт, что ядра, содержащие замкнутые оболочки, и их ближайшие соседи характеризуются повышенной устойчивостью относительно различных видов распада.

Если явно выраженные магические числа существуют в ядрах более тяжелых, чем изученные до сих пор, возникает надежда, что такие ядра имеют достаточно большие времена жизни и их можно изучать экспериментально. Для предсказаний важно выяснить два вопроса: положение магических чисел в области сверхтяжелых ядер и их влияние на периоды полураспада (в особенности по спонтанному делению). Ответы на эти вопросы можно дать, лишь экстраполируя свойства наиболее тяжелых изученных ядер в неизвестную область с помощью полуэмпирических теорий.

1. Теоретические предсказания новой области устойчивых ядер

Существует целый ряд теоретических работ, посвященных влиянию внутренней структуры ядра на вероятность деления. Святецкий^{80, 81} попытался учесть это влияние чисто феноменологически. Он заметил, что отклонения периодов спонтанного деления от плавной функции параметра Z^2/A , которую предсказывает модель жидкой капли, коррелируют с величиной δM — разностью между экспериментальным значением массы ядра в основном состоянии и рассчитанным по модели жидкой капли. Вводя соответствующую поправку в наблюдаемые периоды полураспада, Святецкий получил плавную зависимость периодов от параметра делимости. Очевидно, что такой подход не решает проблемы предсказания свойств тяжелых ядер.

Первая попытка рассчитать влияние внутренней структуры на вероятность деления была сделана Юханссоном^{77, 82}. Далее этот вопрос, а также систематика свойств тяжелых ядер изучались в работах Вайолы, Сиборга, Уилкинса⁸³⁻⁸⁵. Результаты этих работ изложены в обзорах^{14, 15, 86}.

Майерс и Святецкий^{9, 87} развили формальную теорию ядерных масс и деформаций. Основные предпосылки их теории следующие. Ядра, находящиеся около магических чисел, имеют пониженную плотность уровней сферического потенциала вблизи границы Ферми и отрицательную поправку к величине массы, даваемой моделью жидкой капли. Эта поправка стабилизирует их сферическую форму. Наоборот, сгущение уровней вблизи границы Ферми соответствует середине оболочки и приводит к положительной оболочечной поправке. Если амплитуда этой поправки достаточно велика, сферическая форма становится неустойчивой и автоматически возникает деформация ядра в основном состоянии. Кроме того, предполагалось, что при достаточно больших деформациях неоднородности в распределениях нуклонов исчезают и оболочечная поправка обращается в нуль.

Перечисленные требования формально учитываются добавлением к массе ядра, даваемой моделью жидкой капли, оболочечной поправки

переменного знака, которая экспоненциально убывает с увеличением квадрата деформации (множитель гауссова типа). Амплитуда оболочечной поправки пропорциональна разности полных одночастичных энергий, рассчитанных для «оболочечного» и «однородного» распределений уровней.

В качестве однородного распределения был взят спектр идеального ферми-газа. Для имитации оболочечного распределения отдельные части этого спектра подвергались линейному сжатию с тем расчетом, чтобы воспроизвести положение известных оболочек и величину просвета между ними. Экспоненциальное ослабление влияния оболочек с увеличением деформации (положительной или отрицательной) авторы ввели, полагая, что с удалением от сферической формы снимаются все виды вырождения, приводящие к группировке уровней в сферическом потенциале. В пределе больших деформаций выражение для массы переходит в жидкокапельное.

Определенная таким образом зависимость массы ядра от деформации и чисел заполнения использовалась для вычисления равновесных деформаций и масс ядер в основных состояниях, а также высоты и формы потенциального барьера деления. Экстраполировав свои расчеты в область сверхтяжелых ядер, Майерс и Святецкий показали, что влияние оболочечной поправки может быть весьма существенным вблизи предполагаемых магических чисел $Z = 126$, $N = 184$. Хотя жидкокапельный барьер для таких ядер практически отсутствует, эффект оболочек существенно уменьшает массу основного состояния, так что возникает барьер высотой $\sim 9,0$ Мэв.

Для оценок периодов полураспада необходимо знать высоту и форму барьера. Однако в рассмотренной теории они получаются как разности больших чисел и вряд ли имеют достаточную точность. Кроме того, сам метод расчета слишком формален и схематичен и не может отражать реальную зависимость энергии от деформации. Сами авторы не пытаются рассчитывать времена жизни сверхтяжелых ядер. Уонг⁸⁸, считая, что барьер имеет параболическую форму, получил для ядра $^{310}126$ значение $T_{сп} = 10^8$ сек.

Наиболее реалистический подход к проблеме устойчивости сверхтяжелых ядер, как и вообще к проблеме деления, состоит в микроскопическом расчете энергии ядра как функции деформации. Однако в настоящее время подобные расчеты встречаются с большими трудностями. Основная причина трудностей — необходимость так или иначе учесть взаимодействие нуклонов в ядре, природа которого до конца не выяснена.¹ Поэтому в современных микроскопических теориях^{5, 7, 89, 90} используется перенормированный гамильтониан для почти независимых квазичастиц, причем среднее поле задается в виде потенциальной ямы с параметрами, которые определяются из экспериментальных данных. При этом в свою очередь возникают проблемы учета остаточных взаимодействий и учета изменения самого среднего поля при изменении состояния частиц.

В теории ядерных деформаций Нильссона и др.⁹⁰ система протонных уровней, рассчитанных для потенциала с улучшенными параметрами, имеет хорошо выраженную щель после числа заполнения $Z = 114$. Магическое число $N = 184$ явно не выделяется, хотя область вблизи (в особенности ниже) этого числа характеризуется пониженной плотностью уровней.

Полная энергия ядра определяется как сумма всех одночастичных энергий, рассчитанных для деформированного потенциала, плюс кулоновская энергия плюс остаточные взаимодействия в форме энергии парных корреляций. В разложении деформированного потенциала по сферическим гармоникам учитываются квадрупольный и гексадекапольный члены (ϵ_2 , ϵ_4).

Для нескольких ядер рассчитана потенциальная энергия как функция деформации до значений $\varepsilon_2 = 0,6$. Ядро $^{274}_{114}$ практически не имеет устойчивой формы; ядро $^{310}_{126}$ получилось сферическим в основном состоянии с небольшим (около 5 Мэв) барьером деления.

Следует иметь в виду, что метод, который используют Нильссон и др., весьма чувствителен к схеме уровней и применим фактически лишь при небольших деформациях. Неконтролируемая ошибка, как показал Струтинский⁹¹, растет пропорционально квадрату деформации. Дополнительное условие сохранения объема, ограниченного эквипотенциальными поверхностями, весьма существенное в методе, оказывается недостаточным для практических расчетов. Сумма одночастичных энергий составляет величину порядка нескольких Гэв. Поскольку характерные величины в несколько Мэв, от которых столь сильно зависят свойства тяжелых ядер, определяются как разности этих сумм, небольшая (относительная) ошибка может внести в результаты расчетов значительную неопределенность.

Чтобы обойти трудности такого рода, Струтинский развил так называемый метод оболочечной поправки. Сущность метода состоит в том, что к полной энергии ядра, даваемой моделью жидкой капли, вычисляется квантовая поправка, связанная с оболочечными неоднородностями распределения нуклонов в фазовом пространстве⁹¹⁻⁹³.

Изучив поведение плотности уровней при деформации, Струтинский показал, что оболочечные эффекты не исчезают при небольших отклонениях формы ядра от сферической, как было принято считать^{9, 87, 94, 95}. Влияние оболочек сохраняется до деформаций, близких к седловой точке. В данном ядре сгущения плотности уровней вблизи границы Ферми чередуются с разреживаниями по мере увеличения деформации. (Экспериментально это обстоятельство проявляется, например, в существовании известной подоболочки с $N = 152$, возникающей при разреживании уровней в деформированных ядрах с $Z = 96 - 102$). Поэтому на плавную жидкокапельную зависимость энергии от деформации накладывается осциллирующая оболочечная поправка. Величина и знак этой поправки определяются отклонением реальной плотности уровней от некоторой средней, соответствующей однородному распределению нуклонов в фазовом пространстве.

Поправка возникает в результате перераспределения нуклонов при фиксированной деформации. Поэтому основная часть изменений, связанных с энергией среднего поля, в нее не входит, а учитывается феноменологически в основном слагаемом (по модели жидкой капли). Следовательно, оболочечную поправку можно вычислять как разность полных одночастичных энергий в реальном ядре и в ядре с однородной плотностью уровней, и при этом не возникает проблемы самосогласования. Неконтролируемая ошибка уменьшается с увеличением деформации, так же как и сама поправка, так как различие двух распределений нуклонов (оболочечного и однородного) сглаживается. В предельном случае, когда неоднородности в распределении исчезают, выражение Струтинского для энергии переходит в жидкокапельное.

Остаточные взаимодействия играют второстепенную роль по сравнению с оболочечными эффектами и в количественных расчетах учитываются в форме энергии парных корреляций. В расчетах используются схемы одночастичных уровней, рассчитанные с реалистичными потенциалами. Однородное распределение находится усреднением «истинной» оболочечной плотности уровней.

Метод оболочечной поправки позволяет рассчитать энергию ядра при больших деформациях и, следовательно, определить форму и высоту

барьера деления. Интересным результатом расчетов Струтинского является вывод о существовании в тяжелых ядрах вторичных минимумов потенциальной энергии деформации (рис. 15).

Поскольку у сверхтяжелых ядер интересующей нас области ($Z = 130 - 130$, $N = 180 - 190$) барьер деления возникает только за счет оболочечных эффектов, расчеты по методу Струтинского представляются в настоящее время наиболее реалистичными для предсказаний свойств этих ядер.

Уже в первых расчетах¹⁰, выполненных со схемой уровней Нильссона, было показано, что в области $Z = 104 - 112$ барьеры деления резко уменьшаются. Вблизи $Z = 126$ ядра оказываются сферическими в основном состоянии с барьерами приблизительно $5-8$ Мэв.

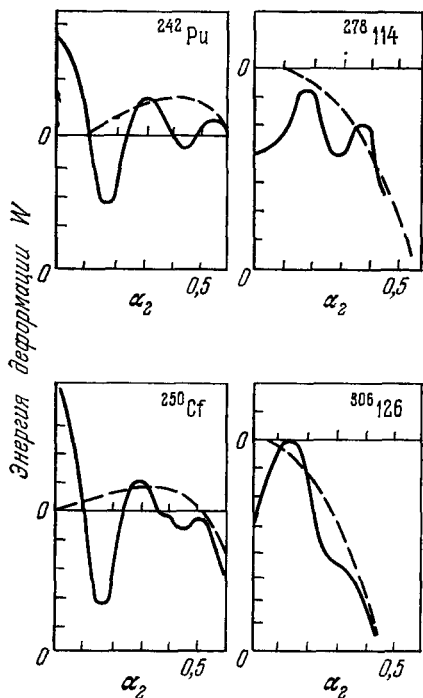


Рис. 15. Примеры кривых потенциальной энергии, рассчитанных Струтинским⁸¹.

Штриховые линии — энергия деформации по модели жидкой капли, сплошные — энергия с учетом оболочечной поправки. Одноделение по шкале энергии равно 2 Мэв.

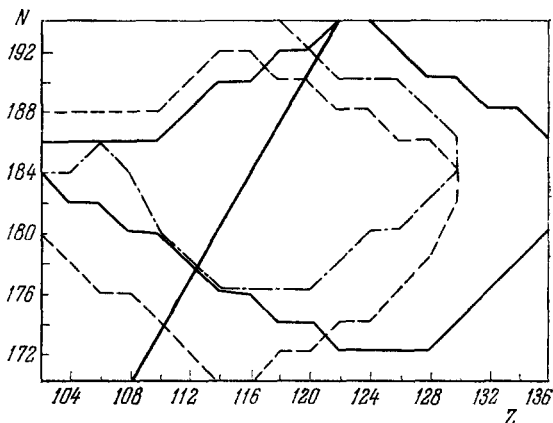


Рис. 16. Границы области сверхтяжелых ядер, имеющих барьер деления больше 5 Мэв.

Сплошная линия получена с помощью схемы уровней Роста, штриховая — со схемой Немировского и Чепурнова, штрих-пунктирная — со схемой Нильссона, жирная линия — долина β -стабильности.

Позднее Струтинский, Муzychка и Пашкевич⁹⁶⁻⁹⁸ провели расчеты с уровнями деформированного потенциала Вудса — Саксона и с улучшенным вариантом схемы Нильссона⁹⁰. Из этих расчетов следует, что существует довольно обширная область сферических в основном состоянии ядер с центром вблизи дважды магического ядра $^{298}114$. Высота барьеров деления доходит до 10 Мэв. Ядра вблизи $Z = 126$, $N = 184$ также попадают в эту область, однако высота барьера для них меньше. Хотя метод оболочечной поправки позволяет в принципе получить количественные оценки периодов полураспада, авторы⁹⁶⁻⁹⁸ их не вычисляют, считая, что для этого необходимы более точные схемы одночастичных уровней.

На рис. 16 показаны контуры областей, внутри которых барьеры деления превышают 5 Мэв⁹⁷. Расчеты проведены с различными схемами уровней, тем не менее результаты в значительной степени перекрываются. Муzychка⁹⁸ специально исследовал влияние вариаций параметров одночастичного потенциала на барьеры деления сверхтяжелых ядер.

Основной вывод о существовании большой группы сверхтяжелых ядер, устойчивых по отношению к спонтанному делению, подтверждается, однако высота барьеров деления существенно зависит от параметров потенциала. В своей последней работе Музычка⁹⁹, используя потенциал Вудса — Саксона с параметрами Роста, показал, что магическим числом возможно, является $Z = 120$, а не $Z = 114$.

Выше отмечалось, что расчеты Нильссона⁹⁰ не дают надежных результатов при больших деформациях. В своих дальнейших расчетах Нильссон и др.¹⁰⁰ использовали метод оболочечной поправки Струтинского. Параметры одночастичного потенциала были выбраны более тщательно с помощью экстраполяции экспериментальных результатов для деформированных ядер в области лантанидов и актинидов. Результаты расчетов подтверждают существование острова относительной стабильности вблизи $N = 184$, $Z = 114$ (и в меньшей степени 124—126), причем высота барьеров деления достигает 7—9 Мэв (рис. 17).

В этой работе, а также в двух последующих^{101, 102} Нильссон и др., основываясь на рассчитанных ими значениях масс, оценивают времена жизни сверхтяжелых ядер относительно спонтанного деления, α - и β -распадов. Периоды полураспада достигают максимальной величины 10^8 лет в случае ядра $^{294}110$, которое оказывается, таким образом, единственным претендентом на существование в Земле в первозданном состоянии.

Следует, однако, иметь в виду, что ошибки, связанные с неопределенностью экстраполяции параметров одночастичного потенциала в область сверхтяжелых ядер, могут быть весьма велики. Периоды α -распада зависят от разности масс двух близких ядер и, по-видимому, оценены с наименьшей ошибкой. Однако даже для четно-четных ядер, как показывают расчеты Музычки⁹⁹, T_α может изменяться в широких пределах (до множителя порядка 10^6 — 10^8) в зависимости от выбора формы и параметров потенциала.

Для оценок периодов β -распада нужны значения масс нечетных ядер, которые заведомо определяются с большими погрешностями, чем массы четных.

Расчеты формы и высоты барьеров деления также содержат в себе указанные неточности, связанные с неопределенностью одночастичного потенциала. Помимо экстраполяций в сторону больших Z и A здесь приходится также экстраполировать схемы уровней в область больших

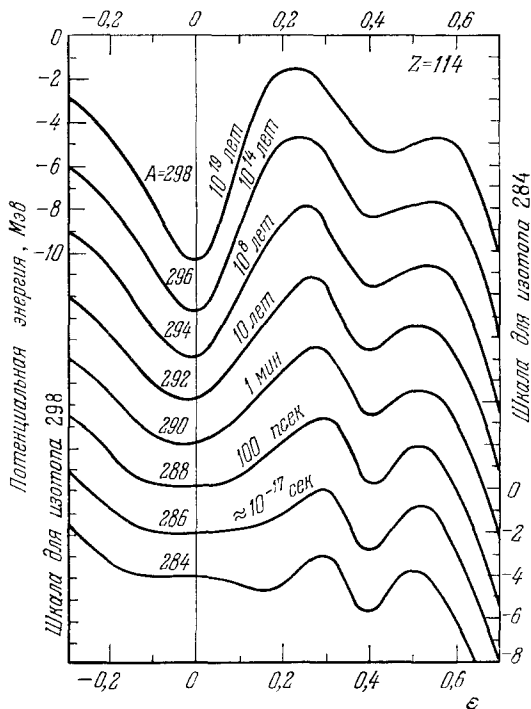


Рис. 17. Зависимость потенциальной энергии от деформации для различных изотопов 114-го элемента (по¹⁰⁰).

ядрах можно получить, очевидно, лишь синтезировав их искусственно, причем единственной возможностью достигнуть предполагаемого острова стабильности являются реакции, вызываемые тяжелыми ионами. Ядра сравнительно долгоживущие ($10^3 - 10^8$ лет) можно попытаться найти в космических лучах, возраст которых ограничен сверху величиной порядка 10^8 лет, в метеоритах и т. д. Если времена жизни сверхтяжелых элементов сравнимы с возрастом Земли ($>10^8$ лет), имеет смысл искать эти элементы в природных минералах ¹⁰⁴.

а) Р е а к ц и и с и н т е з а. Синтез сверхтяжелых ядер можно осуществлять в реакциях трех видов, вызываемых тяжелыми ионами: это реакции неполного слияния, реакции с образованием составного ядра и последующим испарением нейтронов, деление.

Реакции неполного слияния имеют много разновидностей, каждая из которых находится в сложной зависимости от большого числа параметров (энергии, заряда и массы взаимодействующих ядер, их структурных особенностей и т. д.). Из всего набора реакций для синтеза сверхтяжелых элементов представляют интерес те случаи, когда в передаваемом комплексе отношение числа нейтронов к числу протонов существенно больше единицы. На основании имеющихся экспериментальных данных можно ожидать, что реакции одновременной передачи 20 и более нуклонов будут иметь значительные сечения ¹⁰⁵. В настоящее время трудно предсказать, насколько перспективным окажется метод многонуклонных передач для синтеза сверхтяжелых ядер, так как систематического изучения реакций этого типа не проводилось.

Реакции с образованием составного ядра и последующим испарением нейтронов в течение последних десяти лет интенсивно использовались для синтеза новых трансурановых элементов. Величина сечения этих реакций определяется соотношением вероятностей испускания нейтронов и деления. Быстро возрастающая делимость тяжелых ядер приводит к резкому уменьшению выхода реакций с испарением нейтронов. Опыты, проведенные в СССР и США, показали, что если сечение образования 100-го элемента составляет 10^{-30} см², то для 102-го элемента это 10^{-32} см², а для 104-го — $2 \cdot 10^{-34}$ см².

В случае дважды магических ядер ²⁹⁸114 и ³¹⁰126 положение, возможно, спасает их повышенная устойчивость по отношению к делению. Выше было показано, что надежных количественных расчетов высоты и проходимости потенциального барьера сверхтяжелых ядер в настоящее время нет. Тем не менее Сиккеланд ¹⁰⁶ и Уонг ¹⁰⁷ оценили сечения образования ядра ³¹⁰126 в различных реакциях, пользуясь значениями масс, рассчитанными по методу Камерона и Элкина ¹⁰⁸, а также Майерса и Святецкого ⁹. Для реакций типа ¹⁸⁰Hf + ¹³²Xe, ²³¹Ra + ⁸¹Br, ²⁵²Cf + ⁶⁰Ni получены сечения в несколько десятков миллибарн.

Перспективным методом синтеза новых элементов может оказаться деление ¹⁰⁹. Процесс деления приводит к продуктам, распределенным в широком диапазоне зарядов и масс.

В течение последних лет в Дубне проводились систематические исследования массовых и зарядовых распределений осколков деления при облучении ядер от золота до урана ионами от ¹²C до ⁴⁰Ar ^{110, 111}. Показано, что дисперсия по массе быстро возрастает с увеличением Z^2/A составного ядра, а максимум распределения смещается в сторону больших Z (рис. 19). Например, в реакции ²³⁸U(⁴⁰Ar, f) наблюдается большой выход α -активных ядер полония и астатина ($\sigma = 5 \cdot 10^{-28}$ см²) ¹¹². Если использовать пучок ионов ксенона, то окажется возможным синтезировать все известные трансурановые ядра вплоть до различных изотопов 105-го и 106-го элементов.

Следует подчеркнуть, что при делении сверхтяжелых составных ядер образуются изотопы, значительно более обогащенные нейтронами, чем в реакциях испарения. Используя достаточно тяжелые ускоренные ионы, можно надеяться получить изотопы от 114-го до 126-го элемента с достаточным числом нейтронов, как осколки деления. Оценки показывают 110 ,

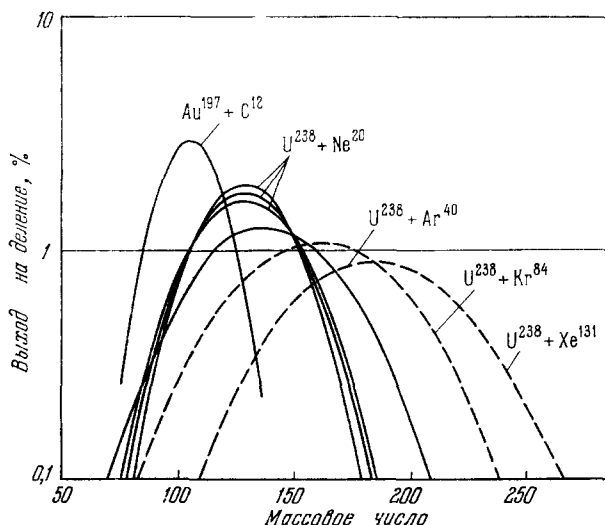


Рис. 19. Распределение по массам осколков деления в реакциях с тяжелыми ионами.

что сечения образования, например, 114-го элемента в реакциях деления урана ускоренными ионами урана и ксенона, возможно, различаются незначительно: $3,5 \cdot 10^{-29}$ и $8 \cdot 10^{-30}$ см² соответственно.

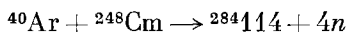
Использование реакций, в которых одновременно образуются изотопы в широкой области зарядов и масс (неполное слияние, деление), сопряжено с проблемами экспрессного разделения продуктов и их идентификации.

Ядерные реакции, в которых образуется малое количество изотопов (в данном случае это реакции образования составного ядра с последующим испарением нейтронов), имеют определенные преимущества с точки зрения выделения и идентификации полученных изотопов. В последнее время при синтезе короткоживущих ядер применялись методы физической идентификации (по кинематике реакций, по виду функций возбуждения и т. д.). Однако эти косвенные методы не всегда дают однозначный результат.

Прямой ответ на вопрос о массовом числе изотопа может дать масс-сепаратор. Это должен быть не обычный вариант прибора, а быстродействующий, позволяющий работать с очень короткоживущими ядрами. Его главная особенность состоит в том, что продукты ядерных реакций быстро отделяются от мишени и переносятся в ионный источник непрерывно работающего масс-сепаратора. Распад разделенных изотопов регистрируется непосредственно на выходе прибора.

В ряде лабораторий мира создаются анализирующие системы, работающие в режиме «on-line» с ускорителем $^{113-117}$. В Дубне работает газонаполненный сепаратор для быстрого (10^{-6} сек) разделения ядер отдачи 114 ; электромагнитный масс-сепаратор со временем разделения газообразных продуктов реакций $5 \cdot 10^{-3}$ сек и разрешением по массе $\pm 0,002$ А $^{115-117}$; установка для непрерывного экспрессного химического разделения и др.

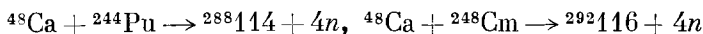
б) П о п ы т к а с и н т е з а 114-г о э л е м е н т а. Попытка наблюдать экспериментально образование 114-го элемента была сделана Томпсоном и его группой в 1967 г.¹¹⁸ Использовалась реакция



при энергии ионов аргона 220 Мэв. Распад ядер 114-го элемента предполагалось регистрировать слюдяным детектором. Эффект, который можно было бы приписать образованию 114-го элемента, обнаружен не был. Авторы дают верхнюю границу для сечения образования 114-го элемента в приведенной реакции $10^{-30} - 10^{-31} \text{ см}^2$.

Следует иметь в виду, что в этих экспериментах могли получиться ядра 114-го элемента с числом нейтронов ~ 170 , т. е. на 14 единиц меньше, чем в предполагаемом дважды магическом ядре $^{298}114$. Однако как расчеты, так и экспериментальные данные говорят о том, что с удалением от замкнутой оболочки времена жизни ядер и вероятность их образования в реакциях резко уменьшаются. С этой точки зрения отрицательный результат опытов не удивителен.

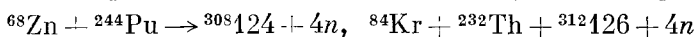
Значительно более перспективными представляются реакции



и ряд других.

Ситуация с синтезом 114-го элемента может значительно улучшиться, как только появится возможность ускорять ионы тяжелее криптона. Так, при делении урана ксеноном-132 наиболее вероятная масса тяжелого осколка с зарядом 114 равна, по оценкам, 305, а его энергия возбуждения соответствует испарению 4—6 нейтронов¹¹⁰. Чтобы получить этот изотоп в реакции с образованием составного ядра и последующим испарением нейтронов, пришлось бы облучать ^{244}Pu не существующим в природе изотопом ^{61}Ca .

Если перейти к элементам с $Z = 124 - 126$, то значительно легче подобрать комбинацию взаимодействующих ядер, ведущую к образованию конечного ядра с $N = 184$ в реакции испарения, например



и другие.

Следует отметить, что в реакциях такого типа составные ядра могут получаться с очень небольшой энергией возбуждения. Это приводит к уменьшению числа испаряющихся нейтронов и увеличению выхода продуктов испарительных реакций. Поэтому, если не проявятся какие-либо дополнительные факторы, сечения образования этих изотопов могут быть велики: $10^{-26} - 10^{-28} \text{ см}^2$ ^{106, 107}.

При попытках синтеза сверхтяжелых ядер предполагаемого острова стабильности нужно также иметь в виду, что «перелеты» за магические числа значительно менее опасны, чем «недолеты». Ядра тяжелее магических сами могут оказаться трудно наблюдаемыми, но в результате α - или β -распада они будут переходить в более долгоживущие, расположенные ближе к замкнутым оболочкам.

в) У с к о р и т е л и. Для синтеза сверхтяжелых элементов необходимо ускорять такие ядра, как ядра кальция, цинка, ксенона, урана. С этой целью в настоящее время в мире разрабатываются и осуществляют-ся проекты специальных ускорителей. Критический анализ ряда таких проектов позволяет оценить общие технические возможности синтеза на ближайшее время^{119, 120}.

В Ок-Ридже (США) предполагается сооружение 6-м изохронного циклотрона с инжекцией тяжелых ионов, предварительно ускоренных

в циклотроне меньшего диаметра (2 м) или тандем-генераторе. Между предускорителем и основным циклотроном будет расположено обдирающее устройство для повышения удельного заряда ионов. Основа научной программы будущего ускорителя — синтез трансурановых элементов.

В Беркли (США) для трансурановой программы на базе существующего сооружается новый линейный ускоритель тяжелых ионов. Для этих целей изготавливаются две дополнительные секции, одна из которых будет использована в качестве предускорителя. В процессе ускорения предусмотрена однократная обдирка. Предполагаемая интенсивность пучка ионов урана 10^{12} сек⁻¹, энергия 10 Мэв/нуклон.

Аргоннская Национальная лаборатория (США) проектирует ускорительный комплекс, состоящий из тандем-генератора и изохронного циклотрона диаметром 10 м. Обдирка производится дважды: в тандем-генераторе и на выходе из него. На конечном радиусе циклотрона предполагается получить 10^{11} сек⁻¹ ионов урана с энергией 9 Мэв/нуклон.

В Брукхейвене (США) ионы урана предполагается ускорять с помощью двух тандем-генераторов до энергии, достаточной для реакции $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$. В процессе ускорения происходит двукратная обдирка. Предусматривается возможность инжекции пучка ионов в циклотрон для дальнейшего увеличения энергии.

В Орсе (Франция) осуществляется проект «ALICE», предусматривающий использование комплекса двух машин: линейный ускоритель + циклотрон. Предполагается ускорять тяжелые ионы Kr, Xe и в перспективе ионы урана.

В ФРГ разработан проект сложного комплекса из пяти отдельных ускорителей, двух обдирающих устройств и промежуточного анализатора по заряду для получения пучков тяжелых ионов до урана включительно.

В большинстве проектов предполагается первоначальное ускорение однозарядных отрицательных ионов с последующей обдиркой (одно- или двукратной) и дальнейшим ускорением. Соответственно этому ускорительный комплекс состоит из двух и более ступеней. Следует, однако, иметь в виду, что на этом направлении могут встретиться принципиальные трудности, связанные с перегревом обдирающих устройств, что приведет к ограничению интенсивности пучков на выходе всего каскада ускорителей. Детальный анализ вопроса показывает¹²⁰, что интенсивность пучка частиц с массой $A \sim 200$ вряд ли будет больше $5 \cdot 10^{11}$ сек⁻¹.

Более изящный и экономичный и, по-видимому, более перспективный подход к проблеме состоит в увеличении заряда ионов, полученных в ионном источнике (см. ниже). Для оптимального использования высокозарядных частиц, генерируемых источником, наиболее подходящим представляется циклотронный метод ускорения¹²⁰.

Классический циклотрон в Дубне с диаметром полюсов 310 см позволяет ускорять ионы с удельным зарядом $0,143 \leq Z/A \leq 0,286$ до энергии 10 Мэв/нуклон. По интенсивности пучков ионов этот циклотрон значительно превосходит все другие ускорители тяжелых ионов, не уступая им в энергии частиц. Однако опыт работы на этой установке и анализ технических возможностей¹²⁰ приводят к выводу, что для ускорения более тяжелых частиц при достижимых в ближайшее время значениях отношения Z/A классический циклотрон, по-видимому, не может быть использован.

Предварительные расчеты показывают, что циклотрон с азимутальной вариацией магнитного поля, значением поля в центре 20 кэ и диамет-

ром полюсов 840 см обеспечит ускорение ионов урана до энергии 5—10 Мэв/нуклон. Проект такого циклотрона в настоящее время разрабатывается¹²⁰.

Совершенно новые перспективы открывает метод коллективного ускорения ионов, предложенный академиком Векслером¹²¹ и разрабатываемый Саранцевым¹²². В адиабатически нарастающем магнитном поле формируется тороидальный сгусток релятивистских электронов. В конце сжатия диаметр кольца уменьшается до нескольких сантиметров. В этом состоянии в кольцо вводятся атомы элемента, который необходимо ускорить. Положительные ионы, образующиеся при столкновении с электронами кольца, удерживаются потенциальной ямой, созданной пространственным зарядом электронов. Образуется двухкомпонентный сгусток, в котором заряд ионной компоненты составляет величину $\sim 1\%$ заряда электронов. Далее этот сгусток выводится из формирующей системы и ускоряется как целое. Существо метода состоит в том, что в результате ускорения ионы сгустка должны приобрести скорость, равную скорости электронов (в направлении ускорения). Энергия ионов составит ~ 1 Гэв/нуклон уже при скорости, соответствующей значению кинетической энергии электрона 0,5 Мэв, что легко достижимо. Таким образом окажется возможным получить ионы весьма высоких энергий. Ведущиеся в настоящее время теоретические и экспериментальные исследования позволят, по-видимому, уже в ближайшем будущем ответить на вопрос, возможно ли получить таким методом достаточно интенсивные пучки тяжелых ионов.

г) Источники многозарядных ионов. Вопросам получения высокозарядных тяжелых частиц посвящен ряд работ¹²³⁻¹³¹. Наилучшие результаты были достигнуты на мощных дуговых источниках закрытого типа. На рис. 20 показаны интенсивности тяжелых ионов различных зарядов, полученные из дуговых источников с осциллирующими электронами (источники установлены на линейном ускорителе в Беркли (США) и на 310-см циклотроне в Дубне). Выход ионов резко уменьшается с ростом заряда, однако средняя интенсивность, например, ионов ^{10}W , ^{11}W составляет $5 \cdot 10^{13} - 10^{14} \text{ сек}^{-1}$.

Циклотронный источник, используемый в Дубне, представляет собой вариант ионного источника, разработанного около 20 лет назад академиком Арцимовичем с сотрудниками для разделения изотопов. Небольшим изменением его параметров удалось получить вместо однозарядных 8—12-зарядные ионы¹²³⁻¹²⁵, что, по-видимому, не является пределом этого метода.

Сравнительно недавно открылась новая возможность получения многозарядных ионов. В результате развития лазерной техники стали

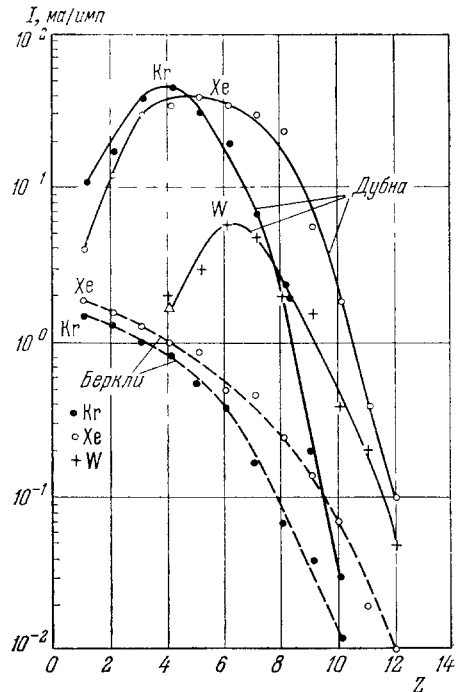


Рис. 20. Выход многозарядных ионов из дуговых источников.

доступны световые потоки весьма высокой мощности в импульсе. При фокусировке лазерного луча на поверхность твердого тела образуется высокотемпературная плазма, содержащая многозарядные ионы. Основная трудность, которую следовало ожидать, — малая вероятность многократной ионизации, — по-видимому, преодолима. К настоящему времени имеются сообщения о том, что с помощью сверхмощных лазеров получены 14—17-зарядные ионы железа и никеля^{127, 128}.

Для получения ионов высокой зарядности может оказаться перспективным методом ионизации тяжелых атомов в тороидальном пучке электронов¹²⁹. Если ввести в такой пучок нейтральный газ, образующиеся положительные ионы удерживаются потенциальной ямой пучка и далее подвергаются многократной ионизации. Эффективность ионизации определяется плотностью электронного пучка и временем его существования. В достаточно высоком вакууме ($10^{-8} - 10^{-10}$ тор) время жизни кольца с плотностью 10^{10} электронов/см³ составляет несколько мсек и более. По оценкам, этого достаточно для получения 40-зарядных ионов урана.

В Дубне разрабатывается электронно-лучевой источник многозарядных ионов¹³⁰. Ионизация осуществляется в газе интенсивным пучком электронов, сфокусированных магнитным полем. В последнее время таким методом удалось получить полностью ионизованные атомы углерода, азота, кислорода и 19-зарядные ионы золота¹³¹.

3. Поиск сверхтяжелых ядер в космических лучах

Для синтеза и успешного анализа в лаборатории доступны ядра с временами жизни от миллисекунд до 10^3 лет. Этот интервал можно значительно расширить, обратившись к исследованиям космических

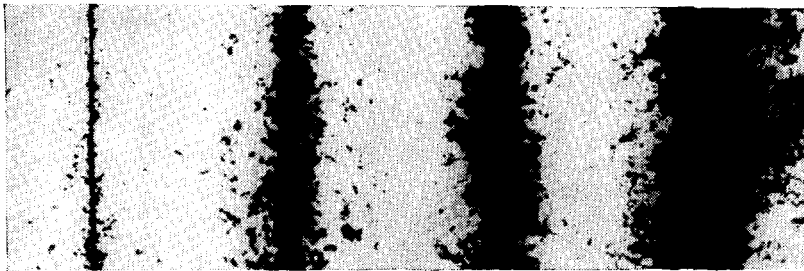


Рис. 21. Следы в фотоэмульсии, оставленные тяжелыми ядрами из космических лучей (согласно Фаулеру).

лучей, средний возраст которых $10^6 - 10^8$ лет. Если сверхтяжелые элементы имеют периоды полураспада, сравнимые с этой величиной, и синтезируются в звездных процессах, то они могут содержаться в составе тяжелой компоненты космических лучей.

Фаулер, изучая элементный состав космических лучей с помощью ядерных фотоэмульсий, поднятых на высоту до 40 км, наблюдал единичные очень толстые следы, которые он приписал ядрам урана¹¹.

В другой серии опытов был обнаружен один след, который давал ионизацию значительно более интенсивную, чем ядра с $Z = 90$ (рис. 21).

После всестороннего изучения заряд ядра, оставившего этот след, был определен как 103 ± 4 . Последующие наблюдения Фаулера, проведенные им совместно с тремя группами физиков США, подтвердили существование в космических лучах сверхтяжелой компоненты. Наблюдалось 15 следов с $Z > 80$, три следа с $Z > 100$, один след с $Z \approx 110$ ¹¹.

Определение заряда частицы по следу в фотоэмульсии — задача очень сложная. Процессы, происходящие в фотоэмульсии при торможении столь тяжелых релятивистских частиц, еще недостаточно изучены. Например, известно, что чувствительность фотоэмульсии сильно зависит от температуры. В то время как сами пластинки были холодными, вдоль пути частицы происходил нагрев эмульсии, влияние которого можно оценить лишь весьма приближенно. Поэтому трудно различить следы ядер со значениями Z , например, 100 и 110.

В последних опытах для регистрации следов использовались, кроме фотоэмульсий, пластические детекторы, которые также дают возможность оценить заряд проходящей частицы. Результаты обоих способов определения заряда существенно расходятся¹¹.

В дальнейшем увеличение числа зарегистрированных следов может внести большую определенность в оценку заряда. Элементы с Z от 84 (полоний) до 89 (актиний) не должны встречаться в космических лучах, поскольку они не имеют достаточно долгоживущих изотопов. Определив, при достаточной статистике, границу $Z = 90$, можно увереннее оценить заряд более тяжелых частиц.

Если предварительные заключения, сделанные Фаулером, верны, то из них следуют очень существенные выводы. Удельное содержание компоненты в космических лучах зависит, помимо других факторов, от ее времени жизни. Поэтому достаточно вполне уверенно наблюдать несколько ядер с $Z > 100$, чтобы сказать, что в этой области есть ядра, живущие десятки, а может быть, сотни миллионов лет.

За сутки на нашу планету попадает одно ядро с $Z > 92$ на каждые 20 квадратных метров поверхности, т. е. несколько микрограммов в год на всю поверхность Земли. Столь малое количество будет весьма трудно обнаружить, однако информация, которую при этом можно получить, столь важна, что следует попытаться это сделать.

Прежде всего необходимо предсказать химические свойства элементов с $Z > 104$ и затем попытаться извлечь их из тех отложений, в которых они могли оказаться в результате геохимических процессов. Химические исследования курчатовия показали, что, начиная с $Z = 104$, заселяется внешняя электронная оболочка атома, т. е. курчатовий оказался уже не актинидом, а химическим аналогом гафния⁴⁹⁻⁵¹. Поэтому можно предполагать, что элементы 101—114 должны быть аналогами платины — свинца. К тому же выводу приводят расчеты электронных оболочек сверхтяжелых атомов, сделанные на электронно-счетных машинах¹⁵.

Космические пришельцы тормозятся на большой высоте, в верхних слоях стратосферы, главным образом вблизи магнитных полюсов. Далее они разносятся атмосферными потоками и с осадками выпадают на поверхность Земли. Поэтому надо попытаться извлечь их из воды озер и океанов. Из морской воды эквисинец и другие новые элементы (экависмут и т. д.), соосаждаясь с гидроокисями, попадают в морские отложения, илы, где, очевидно, содержание этих элементов должно быть гораздо выше, чем в естественных минералах. С этой точки зрения представляет интерес исследование железо-марганцевых конкреций и других материалов. Весьма интересно также изучение метеоритов и поверхности Луны.

4. Поиск сверхтяжелых элементов в земной коре

Сверхтяжелые элементы следует искать в земной коре, если их времена жизни сравнимы с возрастом Земли.

На начальной стадии поиска можно использовать в качестве рабочей гипотезы предположение, что сверхтяжелые элементы (например, 110—114) проходили через геохимические и геофизические процессы вместе со своими ближайшими аналогами (Pt — Pb). Так, если экасвинец (т. е. 114-й элемент) действительно соосаждался со свинцом, то его следует искать в свинце и его рудах. При времени жизни экасвинца около 10^8 лет содержание в свинце даже порядка 10^{-13} достаточно, чтобы его присутствие было обнаружено, например, по спонтанному делению.

В Дубне проведены опыты по поиску спонтанного деления в свинце¹². Два квадратных метра лавсановой пленки в течение длительного времени находились в контакте со свинцовой фольгой. Если в свинце содержатся ядра, способные делиться спонтанно, то пленка регистрирует следы осколков деления. Сам свинец практически не делится: его период полураспада должен составлять приблизительно 10^{40} лет. Для защиты от космического фона «сэндвич» из лавсановой пленки и свинцовой фольги был опущен под землю на глубину 40 м. Через 100 дней в пленке было обнаружено шесть следов осколков деления. Расчеты показали, что если отнести эти осколки к свинцу, то его период полураспада (кажущийся) будет не 10^{40} лет, как следует ожидать, а 10^{21} лет. Возможно, что кажущееся убыстрение распада обусловлено примесью крайне малого количества экасвинца, который, однако, распадается гораздо быстрее, чем обычный свинец.

Большая длительность и трудоемкость опытов со свинцовыми фольгами заставила экспериментаторов использовать образцы, в которых в течение многих десятков лет происходила регистрация деления ядер, содержащихся в свинце. Такими образцами являются обычные стекла, находившиеся в течение многих лет в контакте с металлическим свинцом, стекла, содержащие в своем составе соединения свинца, а также кристаллические минералы свинца. При изучении ряда образцов были обнаружены десятки следов осколков деления. Кажущийся период полураспада свинца при этом колеблется в пределах 10^{20} — 10^{21} лет¹².

Для проверки и подтверждения эффекта спонтанного деления в свинце, обнаруженного с помощью стеклянных детекторов, были использованы большие пропорциональные счетчики. На внутреннюю поверхность цилиндра площадью $1,6 \text{ м}^2$ наносился слой исследуемого препарата толщиной около 3 мг/см^2 , т. е. одновременно в одном счетчике помещалось около 50 г вещества. Автономное питание счетчиков и тщательная экранировка позволили исключить фон от электромагнитных наводок. Амплитудная запись давала дополнительную информацию о спектре регистрируемых импульсов.

С помощью счетчиков анализировались различные образцы свинцовых стекол и минералов, в которых наблюдался эффект спонтанного деления. С этой целью стекла и минералы измельчались до состояния «пудры» и без предварительной химической обработки помещались в счетчик. Эффект деления уверенно наблюдался в полном соответствии с результатами, обнаруженными в первой серии опытов, т. е. с $T_{1/2} = 10^{20}$ — 10^{21} лет¹².

Естественно, в таких исследованиях вопросы фона имеют первостепенную важность. Источниками фона как в стеклянных детекторах, так

и в счетчиках могут быть примеси урана в свинце или деление свинца под действием космических лучей. Активационный анализ стекла показал, что за счет спонтанного деления примесей урана можно объяснить не более 5% наблюдаемых событий. В счетчиках количество урана оценивалось по числу регистрируемых α -частиц. Получено согласие с данными активационного метода.

Индикатором фона, обусловленного делением свинца космическими лучами, служил счетчик, наполненный изотопом ^{208}Pb , полученным путем масс-спектрометрического разделения. Оказалось, что «космический» фон не превышает 10% эффекта. Можно было бы предположить, что наблюдаемый эффект обусловлен распадом спонтанно делящихся изотопов свинца, имеющих периоды полураспада, значительно меньшие, чем изотопы свинца в основном состоянии, но достаточно большие, чтобы сохраниться со времени образования солнечной системы. Однако в некоторых стеклах, содержащих свинец, осколки деления не наблюдались ($T_{1/2} > 10^{22}$ лет). Это обстоятельство противоречит гипотезе о первозданном делящемся изомере и заставляет предполагать, что при химической обработке свинца, входящего в состав стекла, произошла его очистка от сопутствующего спонтанно делящегося элемента.

Если в свинце действительно присутствует неизвестный делящийся элемент с периодом полураспада больше 10^8 лет, то его примесь должна быть равной 10^{-12} — 10^{-13} г/г, чтобы вызвать наблюдаемый эффект.

Более четкий ответ на вопрос можно получить, используя возможное различие в химических свойствах свинца и экаспинца. Достаточно обогащения в 100 раз, чтобы надежно проверить уже имеющиеся результаты. Химические свойства экаспинца, по-видимому, будут довольно значительно отличаться от свойств свинца. Например, едва ли экаспинец имеет устойчивое четырехвалентное состояние. Он должен быть несколько амфотерен. Летучесть его соединений и растворимость хлоридов должна быть заметно выше, чем у свинца. Кроме того, несколько больший ионный радиус позволит применять ионообменную хроматографию для его выделения.

Томпсон с сотрудниками, следуя предсказаниям расчетов 102 , искали 110-й элемент (экаплатина) в платине по его активности (осколки деления, нейтроны, γ -лучи), с помощью масс-спектрометра и активационным методом 118 . Было показано, что либо период полураспада 110-го элемента меньше $2 \cdot 10^8$ лет, либо его содержание в платине меньше 10^{-9} г/г. Веселовский и др. 132 пытались обнаружить 110-й элемент по полной энергии деления нейтронами, которая должна расти с увеличением заряда делящегося ядра. Сечение деления тепловыми нейтронами было принято таким же, как для ^{235}U . Фоновые условия опыта позволили авторам дать в качестве верхней границы для содержания предполагаемого 110-го элемента величину $6 \cdot 10^{-12}$ г/г.

Если в земных минералах или космических лучах будут обнаружены изотопы сверхтяжелых элементов вблизи $^{184}114$ — $^{310}126$, это будет означать, что в той же области существует целая плеяда более короткоживущих ядер, которые могут быть синтезированы и изучены в лаборатории. Таблица Менделеева, которая сейчас заканчивается 105-м элементом, значительно расширится.

Таким образом, в настоящее время определилось несколько интересных направлений в исследованиях, связанных с синтезом и поисками сверхтяжелых элементов. Эти исследования призваны ответить на вопрос: поставила ли природа окончательный предел элементам при $Z = 100$ —110, или существуют более тяжелые ядра?

Изучение ядер, значительно более тяжелых, чем ядра урана или курчатовия, позволило бы пролить новый свет на ядерные свойства, в особенности на коллективные характеристики, которые именно в тяжелых ядрах проявляются наиболее ярко. В частности, не понят до конца процесс деления — сложное явление, затрагивающее основы строения ядра, но изученное на примере лишь небольшого числа наиболее тяжелых из известных элементов. Расширение диапазона делящихся ядер, следовательно, весьма желательно. Деление из изомерных состояний⁶¹ и сложная структура потенциального барьера^{91, 133-135} — недавно обнаруженные новые свойства тяжелых ядер. Для их детального изучения также необходим более широкий экспериментальный материал.

Если сверхтяжелые элементы существуют в природе, возникает необходимость объяснить их происхождение. В настоящее время наиболее популярны две не исключающие друг друга гипотезы о происхождении тяжелых элементов: синтез из более легких путем захвата нейтронов¹³⁶ и распад «холодной» ядерной жидкости, содержащей большой избыток нейтронов¹³⁷. Можно надеяться, что эти гипотезы окажутся небезразличными к факту существования сверхтяжелых ядер в природе.

Прогресс в любом из направлений, связанных с синтезом и поисками сверхтяжелых элементов, может оказать огромное влияние на дальнейшее развитие ядерной физики, позволит по-новому подойти к проблеме происхождения элементов и, возможно, к ряду вопросов космологии.

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. МсМиллан, Р. Н. Абелсон, Phys. Rev. **57**, 1185 (1940).
2. Дж. Уиллер, в сб. «Н. Бор и развитие физики», М., ИЛ, 1958, стр. 214.
3. М. Г. Мауер, Phys. Rev. **74**, 235 (1948).
4. О. Накел, J. Jensen, H. E. Suess, Phys. Rev. **75**, 766 (1949).
5. B. R. Mottelson, S. G. Nilsson, Mat.-Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. **1**, 105 (1959).
6. H. Meldner, Proc. Intern. Sympos. «Why and How Should We Investigate Nuclides far off the Stability Line», Lysekil, Sweden (August 1966).
7. Ф. А. Гареев, Б. Н. Калинин, А. Собичевский, Препринт ОИЯИ Р-2793, Дубна (1966).
8. A. Sobieszewski, F. A. Gareev, B. N. Kalinkin, Phys. Lett. **22**, 500 (1966).
9. W. D. Myers, W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. **81**, 1 (1966).
10. В. М. Струтинский, Препринт ИАЭ-1108, Москва (1966).
11. Р. Н. Фовлер, Report at the Seminar at Dubna (March 1969); Р. Н. Фовлер, R. A. Adams, V. G. Cowan, J. M. Kidd, Proc. Roy. Soc. **A301**, 39 (1967).
12. Г. Н. Флеров, В. П. Перелыгин, Препринт ОИЯИ Д7-4205, Дубна (1969).
13. G. T. Seaborg, Man-made Elements, Prentice-Hall, New Jersey, 1963.
14. E. K. Hyde, I. Perlman, G. T. Seaborg, Nuclear Properties of the Heavy Elements, Prentice-Hall, N.Y., 1964.
15. G. T. Seaborg, Ann. Rev. Nucl. Sci. **18**, 53 (1968).
16. A. Ghiorso et al., Phys. Rev. **99**, 1048 (1955).
17. G. T. Seaborg, E. M. McMillan, J. M. Kennedy, A. C. Wahl, Phys. Rev. **69**, 366 (1946).
18. G. T. Seaborg, R. A. James, A. Ghiorso, The Transuranium Elements, NNS, vol. 14B, Paper 22.2, N.Y., 1949.
19. S. G. Thompson, A. Ghiorso, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **80**, 781 (1950).
20. S. G. Thompson, K. Street, A. Ghiorso, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **80**, 790 (1950).
21. A. Ghiorso, B. G. Harvey, G. R. Choppin, S. G. Thompson, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **98**, 1518 (1955).
22. E. K. Hulet et al., Amer. Phys. Soc. **13**, 604 (1968).

23. Г. Н. Флеров, С. М. Поликанов, А. С. Карамян и др., ДАН СССР **120**, 73 (1958).
24. P. R. Fields et al., Phys. Rev. **107**, 1460 (1957).
25. Г. Н. Вялов, Природа, № 10, 42 (1966).
26. E. L. Habbard et al., Rev. Sci. Instr. **32**, 6 (1961).
27. G. N. Simonoff, J. M. Alexander, Report UCRL-10099 (1962).
28. В. А. Друин, С. А. Карамян, Ю. Ц. Оганесян, Препринт ОИЯИ-1670, Дубна (1964).
29. M. Kaplan, R. D. Fink, Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei (USA, Asimolar, April 1963), Univ. Calif. Press, 1963, стр. 253.
30. J. Gilat, J. M. Alexander, см. ²⁹, стр. 387.
31. N. Bohr, Kg. Danske, Vid. Selsk. Matt.-Fys. Medd. **18**, 8 (1948).
32. С. М. Поликанов, В. А. Друин, В. А. Карнаухов и др., ЖЭТФ **42**, 1464 (1962).
33. Ю. В. Лобанов, В. И. Кузнецов, В. П. Перелыгин и др., ЯФ **1**, 67 (1965).
34. Е. Д. Донец, В. А. Щеголев, В. А. Ермаков, Атомная энергия **16**, 195 (1964).
35. A. Ghiorso, T. Sikkeland, J. R. Walton, G. T. Seaborg, Phys. Rev. Lett. **1**, 18 (1958).
36. В. Л. Михеев, ПТЭ **4**, 22 (1966).
37. R. D. Macfarlane, R. D. Griffioen, Nucl. Instr. and Meth. **24**, 461 (1963).
38. Г. Н. Акапьев, А. Г. Демин, В. А. Друин и др., АЭ **21**, 243 (1966).
39. A. Ghiorso, T. Sikkeland, M. J. Nurmia, Phys. Rev. Lett. **18**, 401 (1967).
40. Г. Н. Флеров, В. А. Друин, А. Г. Демин и др. Препринт ОИЯИ Р7 3808, Дубна (1968).
41. R. D. Macfarlane, Texas Univ. Report ORO-3820-1 (January 15, 1969).
42. A. M. Friedman, W. C. Mohr, Nucl. Instr. and Meth. **17**, 78 (1962).
43. В. А. Друин, Н. К. Скобелев, Г. Я. Сун-Цзин-Ян, Препринт ОИЯИ 13-3975, Дубна (1968).
44. В. А. Друин, Природа, № 11, 73 (1968).
45. Е. К. Нуде, в сб. Actinide Elements, vol. 14A, ch. 15, McGraw-Hill Book Comp., N.Y., 1954, стр. 542.
46. Е. К. Нуде, G. T. Seaborg, The Transuranium Elements, в Handbuch der Physik, 1957.
47. J. Maly, T. Sikkeland, R. J. Silva, A. Ghiorso, Science **160**, 114 (1968).
48. A. Ghiorso, J. Maly, T. Sikkeland, R. J. Silva, Abstr. Symp. Macroscopic Studies of Actinides, San Francisco, California April, 1-5, 1968, No 24.
49. И. Звара, Ю. Т. Чубурков, Р. Цалетка, Т. С. Зварова, М. Р. Шалаевский, Б. В. Шилов, АЭ **21**, 83 (1966).
50. И. Звара и др., Препринт ОИЯИ Р7-3783, Дубна (1968).
51. Ю. Т. Чубурков и др., Радиохимия **9**, 637 (1967).
52. Ю. Т. Чубурков и др., Препринт ОИЯИ Д7-4085, Дубна (1968).
53. И. Звара и др., Препринт ОИЯИ Р-2548, Дубна (1966).
54. Е. Д. Донец, Препринт ОИЯИ 2919, Дубна (1966).
55. A. Ghiorso, T. Sikkeland, A. E. Larsh, R. M. Latimer, Phys. Rev. Lett. **6**, 473 (1961).
56. Г. Н. Флеров, Ю. Ц. Оганесян, Ю. В. Лобанов и др., АЭ **17**, 310 (1964).
57. E. Rutherford, Radioactive Substances and their Radiations, Cambridge Univ. Press, 1913, стр. 174.
58. А. Гиорсо, АЭ **7**, 338 (1969).
59. Е. Д. Донец, В. А. Щеголев, В. А. Ермаков, ЯФ **2**, 1015 (1965).
60. Е. Д. Донец, В. А. Щеголев, В. А. Ермаков, АЭ **19**, 109 (1965).
61. С. М. Поликанов, УФН **94** (1), 43 (1968).
62. Г. Н. Флеров, Е. Д. Донец, В. А. Друин, Ю. В. Лобанов, В. Л. Михеев, С. М. Поликанов, В. А. Щеголев, Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна (октябрь 1966 г.).
63. A. Ghiorso, T. Sikkeland, Phys. Today **20**, 25 (1967).
64. G. T. Seaborg, Actinides Rev. **1**, 3 (1967).
65. A. Ghiorso et al., Phys. Rev. Lett. **1**, 17 (1958).
66. P. R. Fields et al., Ark. Fys. **15**, 225 (1959).
67. Г. Н. Флеров, С. М. Поликанов, А. С. Карамян и др., ЖЭТФ **38**, 82 (1960).
68. I. Perlman, F. Asaro, A. Ghiorso, A. E. Larsh, R. Latimer Phys. Rev. **127**, 918 (1962).

69. Г. Н. Флеров, АЭ 24, 5 (1968).
70. Г. Н. Акапьев, А. Г. Демин, В. А. Друин и др., Препринт ОИЯИ Е7-3261, Дубна (1967).
71. A. Ghiorso, Proc. Second Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Ghatlinburg (May 1960), стр. 195.
72. A. Ghiorso, Private Communication, в сб. Table of Isotopes by C. M. Lederer et al., 6th Ed., J. Wiley and Sons, 1967.
73. G. N. Flerov, Yu. S. Korotkin, V. L. Mikhееv, M. B. Miller, S. M. Polikanov, V. A. Schegolev, Nucl. Phys. 106A, 476 (1967).
74. Г. Н. Флеров, Г. Н. Акапьев, А. Г. Демин, В. А. Друин, Ю. В. Лобанов, Б. В. Фефилов, Препринт ОИЯИ Р7-3556, Дубна (1967).
75. Е. Д. Донец, В. А. Друин, В. Л. Михеев, АЭ 25, 87 (1968).
76. И. Звара. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна (октябрь 1966 г.).
77. S. Johansson, Nucl. Phys. 12, 449 (1959).
78. A. Ghiorso, S. G. Thompson, G. H. Higgins, B. G. Harvey, G. T. Seaborg, Phys. Rev. 95, 293 (1954).
79. В. Л. Михеев, Препринт ОИЯИ 3228, Дубна (1967).
80. W. J. Swiatecki, Phys. Rev. 100, 39 (1955).
81. W. J. Swiatecki, Phys. Rev. 101, 99 (1956).
82. S. Johansson, Nucl. Phys. 22, 529 (1961).
83. V. E. Viola, B. D. Wilkins, Nucl. Phys. 82, 65 (1966).
84. V. E. Viola, G. T. Seaborg, J. Inorg. Chem. 28, 697 (1966).
85. V. E. Viola, G. T. Seaborg, J. Inorg. Chem. 28, 741 (1966).
86. Г. Н. Флеров, В. А. Друин, в сб. «Структура сложных ядер», М., Атомиздат, 1966.
87. W. D. Myers, W. J. Swiatecki, см. 29, стр. 343.
88. C. Y. Wong, Phys. Lett. 21, 688 (1966).
89. D. Bes, Z. Szymanski, Nucl. Phys. 28, 42 (1961).
90. C. Gustafson, I. L. Lamm, B. Nilsson, S. G. Nilsson, см. 105, стр. 613.
91. V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A122, 1 (1968).
92. В. М. Струтинский, ЯФ 3, 614 (1966).
93. V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A95, 420 (1967).
94. B. T. Geilikman, G. N. Khlebnikov, J. Nucl. Phys. (URSS) 7, 215 (1968).
95. V. M. Strutinsky, Phys. and Chem. of Fission (IAEA, Vienna) 1, 171 (1965).
96. Ю. А. Муzychка, В. В. Пашкевич, В. М. Струтинский, Препринт ОИЯИ Р7-3733, Дубна (1968).
97. Ю. А. Муzychка, Препринт ОИЯИ Р7-4133, Дубна (1968).
98. Yu. A. Muzychka, Phys. Lett. 28B, 539 (1969).
99. Ю. А. Муzychка, Препринт ОИЯИ Р7-4435, Дубна (1969).
100. S. G. Nilsson, J. R. Nix, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wysech, C. Gustafson, P. Möller, Nucl. Phys. A115, 542 (1968).
101. S. G. Nilsson, Preprint UCRL-18355, Berkeley, California (1968).
102. S. G. Nilsson, S. G. Thompson, S. F. Tsang, Preprint UCRL-18531, Berkeley, California (1968).
103. C. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. 19, 328 (1957).
104. Г. Н. Флеров, Доклад на Юбилейной конференции ЮНЕСКО, посвященной 100-летию открытия периодического закона Д. И. Менделеева, Париж, 1969; Препринт ОИЯИ Р15-4315 (1969).
105. W. Grochulsky et al., см. 29, стр. 120.
106. T. Sikkeland, см. 29, стр. 539.
107. C. Y. Wong, Nucl. Phys. A103, 625 (1967).
108. A. G. W. Cameron, R. M. Elkin, Canad. J. Phys. 43, 1288 (1965).
109. G. N. Flerov, Nukleonika 12, 1081 (1967); Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure, Tokyo, 1967, Paper VII-A.
110. С. А. Карамян, Ю. Ц. Оганесян, Препринт ОИЯИ Р7-4339, Дубна (1969).
111. С. А. Карамян и др., Препринт ОИЯИ Р7-3732, Дубна (1968).
112. И. В. Кузнецов и др., Препринт ОИЯИ Р7-3710, Дубна (1968).
113. Proc. of the Conference on Isotope Separators, Aarhus, 1965; Nucl. Instr. Meth. 38 (1965).
114. И. Бачо, Д. Д. Богданов, Ш. Дароци, В. А. Карнаухов, Л. А. Петров, Г. М. Тер-Акопьян, Препринт ОИЯИ Р13-4453, Дубна (1969).
115. N. I. Tarantini, A. V. Demjanov, Yu. A. Dyachikhin, A. P. Khabachenko, Nucl. Instr. and Meth. 38, 103 (1965).

116. Н. И. Тарантин, А. В. Демьянов, Н. С. Иванов, А. П. Кабатченко, Препринт ОИЯИ P13-4061, Дубна (1968).
117. Н. И. Тарантин, А. П. Кабатченко, А. В. Демьянов, Препринт ОИЯИ P13-4219, Дубна (1968).
118. S. G. Thompson et al., Phys. Lett. **28B**, 458 (1969).
119. Particle Accelerator Conference, Washington, USA (1969).
120. Ю. Ц. Оганесян, М. М. Фикс, Препринт ОИЯИ 9-4165, Дубна (1969).
121. В. И. Векслер, АЭ **2**, 427 (1957).
122. В. И. Векслер, В. П. Саранцев, и др., АЭ **24**, 317 (1968).
123. П. М. Морозов, Б. Н. Маков, М. С. Иоффе, АЭ **2**, 272 (1957).
124. А. С. Пасюк, Ю. П. Третьяков, С. К. Горбачев, АЭ **24**, 21 (1968).
125. А. С. Пасюк, В. Б. Кутнер, Препринт ОИЯИ P7-4289, Дубна (1969).
126. A. Ghiorso et al., Preprint UCRL-16843 (1966).
127. B. C. Fawcett et al., Proc. Phys. Soc. **88A**, 262 (1966).
128. См. ¹²⁷, стр. 1051.
129. J. D. Daugherty, L. Grodzins, G. S. Janes, R. H. Levy, Phys. Rev. Lett. **20**, 369 (1968).
130. Е. Д. Донец, В. И. Илющенко, В. А. Альперт, Препринт ОИЯИ P7-4124, Дубна (1968).
131. Е. Д. Донец, В. И. Илющенко, В. А. Альперт, Препринт ОИЯИ P7-4469, Дубна (1969).
132. J. J. Weselowsky, W. J. Jewell, E. Guy, Phys. Lett. **28**, 544 (1969).
133. D. Paya, H. Derrien, A. Fubini, A. Michaudon, P. Ribon, Nuclear Data for Reactors (Proc. Conf., Paris, 1966), vol. 2, IAEA, Vienna, 1967, стр. 128.
134. E. Migneco, J. P. Theobald, Nucl. Phys. **A112**, 603 (1968).
135. J. E. Lynn, Nuclear Structure (Dubna Symposium, 1968), IAEA, Vienna, 1968, стр. 463.
136. J. H. Gibbons, R. L. Macklin, Science **156** (No 3778), 1039 (1967).
137. M. Mayer, E. Teller, Phys. Rev. **76**, 1226 (1949).

ДОПОЛНЕНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

1. В последнее время появилось несколько работ, посвященных дальнейшему исследованию изотопов курчатовия, элемента 104. В Дубне экспериментаторы повторили свои опыты 1964 г. по изучению спонтанного деления изотопов курчатовия, образующихся при облучении ^{242}Pu ионами $^{22}\text{Ne}^1$. Были использованы новые экспериментальные возможности, хотя в принципе методика эксперимента была практически прежней (ленточный транспортер, стеклянные детекторы осколков деления). В частности, переход к облучению на выведенном пучке ионов $^{310}\text{-см}$ циклотрона позволил значительно снизить фон от нейтронов. В итоге был уточнен период полураспада курчатовия, который определен теперь примерно по 300 актам спонтанного деления и составляет $0,1 \pm 0,05$ сек.

Для доказательства принадлежности спонтанно делящегося изотопа с периодом полураспада 0,1 сек курчатовию применялся новый коллимационный метод ², основанный на резкой разнице в угловых распределениях продуктов ядерных реакций полного и неполного слияния ядер мишени и бомбардирующей частицы.

Было показано, что выход 0,1 сек изотопа слабо уменьшается с увеличением глубины коллиматора в полном соответствии с поведением других известных изотопов в широком диапазоне Z (от актиния до элемента 102), синтезированных в реакциях с образованием составного ядра.

Таким образом были получены дополнительные весьма веские аргументы в пользу принадлежности спонтанного деления с периодом полураспада 0,1 сек изотопам курчатовия.

Летом 1969 г. американские исследователи сообщили о синтезе трех α -радиоактивных изотопов курчатовия с массовыми числами 257, 259^3 и 261^4 и периодами полураспада, равными соответственно 4,5 сек, 3 сек и 60 сек. Парциальный период полураспада для спонтанного деления ^{261}Ku составляет ~ 5 мин.

Следует отметить, что опыты по физической идентификации ^{257}Ku и ^{259}Ku сделаны недостаточно корректно из-за отсутствия учета α -радиоактивного фона за счет микропримесей свинца в калифорниевой мишени ⁵, поэтому времена жизни этих изотопов требуют дальнейшего уточнения.

Недавно стало известно ⁶, что примерно 20 атомов ^{261}Ku удалось выделить химически и показать, что по своим свойствам курчатовий является гомологом гафния. Тем самым в Беркли было подтверждено заключение химиков Дубны, сделанное ими в 1966—1967 гг., о принадлежности курчатовия IV группе периодической системы элементов.

Что касается элементов 102 и 103, то они, безусловно, были впервые правильно идентифицированы в Дубне, где недавно синтезирован еще один изотоп элемента 103 с массой 255 ($E_\alpha \approx 8,4$ Мэв, $T_{1/2} \approx 20$ сек) ⁷. Вместе с тем берклиевская группа, обьявившая об открытии ²⁵⁷103 в 1961 г. и работавшая в «грязных» условиях, имеет теперь возможность повторить свои опыты на разделенных изотопах калифорния. Однако в Беркли до сих пор ничего не было сделано и не опубликовано никаких новых данных, подтверждающих прежние результаты или хотя бы их новую интерпретацию, данную в 1968 г.

2. В Дубне продолжались эксперименты по поиску сверхтяжелых элементов в земной коре по их спонтанному делению. Результаты, полученные при изучении свинца и свинцовых стекол (см. стр. 86), дают основания для поиска свинцовых минералов, наиболее обогащенных эксвинцом.

В опытах с некоторыми образцами полиметаллической руды, содержащей свинец, с помощью больших пропорциональных счетчиков получен положительный эффект ⁸, сравнимый с результатами на свинцовых стеклах.

С. П. Третьякова анализировала следы осколков деления в древних кристаллах, содержащих свинец. В кристаллах вульфинита (содержание урана $7 \cdot 10^{-7}$ г/г) были обнаружены десятки тысяч следов на квадратном сантиметре. Однако неопределенность в возрасте кристаллов (10^6 — 10^7 лет) не позволяет однозначно приписать наблюдаемый эффект спонтанному делению сверхтяжелого элемента.

Э. Цесьляк исследовала 55 образцов стекол, содержащих висмут, свинец, ртуть, вольфрам и имеющих различные составы и происхождение ⁹. В некоторых свинцовых стеклах наблюдались следы осколков деления (до нескольких сотен), что подтверждает сделанный ранее вывод (стр. 86, ¹²) о существовании сверхтяжелого спонтанно-делящегося излучателя. Для остальных образцов наблюдаемый эффект в десятки и сотни раз меньше и не выходит за пределы фона.

Спонтанное деление в золоте, свинце и ряде других тяжелых элементов пытались обнаружить Гримм и др. в ФРГ ¹⁰. Результаты поисков отрицательные.

Прайс и др. в США ¹¹ пытались наблюдать следы осколков деления сверхтяжелых аналогов свинца и золота в хардистоните и золотоносном песке, имеющих возраст в несколько сотен миллионов лет (содержание урана оказалось $\leq 4 \cdot 10^{-10}$ г/г). Следы осколков в этих образцах не наблюдались. Это обстоятельство авторы трактуют как опровержение результатов дубненских опытов по поиску сверхтяжелых элементов. По нашему мнению, такой вывод является преждевременным, поскольку не исключено, что в образцах Прайса могли иметь место процессы, приводящие к исчезновению следов осколков спонтанного деления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Ц. Оганесян и др. Препринт ОИЯИ Р7-4797, Дубна (1969).
2. В. А. Друин, Ю. В. Лобанов, Ю. П. Харитонов, Препринт ОИЯИ Р7-4681, Дубна (1969).
3. A. Ghiorso et al., Phys. Rev. Lett. **22**, 1317 (1969).
4. Э. Сегре, Материалы X Менделеевского съезда, Ленинград, сентябрь 1969 г.
5. Г. Н. Акапьев и др., Препринт ОИЯИ Р7-4772, Дубна (1969).
6. А. Гиорсо, Доклад на Конференции по трансурановым элементам, Хьюстон, 17—19 ноября 1969 г.
7. В. А. Друин, Препринт ОИЯИ Р7-4755, Дубна (1969).
8. Г. Н. Флеров и др., Препринт ОИЯИ D6-4554, Дубна (1969).
9. Э. Цесьляк, Препринт ОИЯИ P15-4738, Дубна (1969).
10. В. Гримм и др., Доклад на конференции по трансурановым элементам, Хьюстон, 17—19 ноября 1969 г.
11. П. Прайс и др., Доклад на конференции по трансурановым элементам, Хьюстон, 17—19 ноября 1969 г.