

0-361

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



4215/2-74

28/x-74

Д7 - 8224

Ю.Ц.Оганесян, А.Г.Демин, А.С.Ильинов,
С.П.Третьякова, А.А.Плеве, Ю.Э.Пенионжкевич,
М.П.Иванов, Ю.П.Третьяков

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СИНТЕЗУ
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ КУРЧАТОВИЯ
В РЕАКЦИЯХ С УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ ^{50}Ti

1974

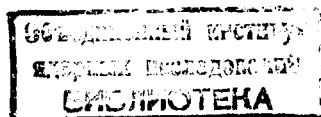
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Д7 - 8224

Ю.Ц.Оганесян, А.Г.Демин, А.С.Ильинов,
С.П.Третьякова, А.А.Плеве, Ю.Э.Пенионжкевич,
М.П.Иванов, Ю.П.Третьяков

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СИНТЕЗУ
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ КУРЧАТОВИЯ
В РЕАКЦИЯХ С УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ ^{50}Ti

Направлено в Nuclear Physics и АЭ



ВВЕДЕНИЕ

В течение последних 20 лет в различных лабораториях были синтезированы 24 изотопа тяжелых элементов с атомными номерами $Z = 102, 103, 104, 105^{2/}$. Из анализа радиоактивных свойств полученных ядер следует, что с ростом порядкового номера наблюдается уменьшение времени жизни ядер как по отношению к α -распаду, так и к спонтанному делению.

Для четно-четных изотопов с $Z \geq 102$, так же, как для нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных ядер F_m , основным типом распада является спонтанное деление. Времена жизни ядер относительно спонтанного деления, как видно из рис. 1, существенным образом зависят от нуклонного состава ядер. Наибольшее время жизни соответствует числу нейтронов $N = 152$ и сильно меняется как при увеличении, так и при уменьшении N .

Для понимания и объяснения этой закономерности наибольший интерес представляет область тяжелых ядер с $Z > 102$, где спонтанное деление может целиком определять стабильность четно-четных ядер.

Однако сведения в этой области весьма ограничены. В настоящее время известны свойства 5 изотопов 104-го элемента /2 четно-четных ядра/ и 3 изотопов 105-го элемента. Впервые спонтанно делящийся изотоп Ku / $Z = 104$ / с массой 260 и периодом полураспада 0,1 сек был синтезирован в Дубне ^{2/} в ядерной реакции $^{242}\text{Pu} (^{22}\text{Ne}, 4n)$. В последующем были изучены химические свойства курчатовия ^{3-5/}. Позже в Беркли /США/ был исследован α -распад нечетных изотопов

этого элемента с массой 257, 259, 261^{6-8/}. В 1970 г. нами было найдено^{9/}, что изотоп ²⁵⁹Ku в 15-20% случаев испытывает спонтанное деление / парциальный период полураспада $T_{1/2}^{SF} \approx 20-30 \text{ сек/}$, а в работе американских авторов^{10/} были определены периоды спонтанного деления для изотопов ²⁵⁸Ku и ²⁶¹Ku, равные соответственно 10 мсек и > 10 мин.

Из сравнения этих данных с систематикой Гиорсо и др.^{6,11/}, полученной экстраполяцией свойств 100-го и 102-го элементов, следует, что нечетные изотопы 104-го элемента имеют сильный запрет на спонтанное деление $\approx 10^7 \div 10^{12}$, а период полураспада четного изотопа ²⁶⁰Ku превышает теоретическое значение в $10^6 - 10^7$ раз. Столь большое время жизни ²⁶⁰Ku явилось причиной долгих дискуссий между двумя лабораториями в Беркли и Дубне, однако повторенные в 1969 г. эксперименты по синтезу и изучению свойств этого изотопа с более совершенной методикой подтвердили первоначальные данные.

Вопрос о свойствах тяжелых ядер является принципиальным не только в смысле открытия нового элемента и изучения его физических и химических свойств. Согласно современным представлениям, барьер деления тяжелых ядер имеет сложную структуру, определяемую в значительной степени оболочечными эффектами. Поэтому, на наш взгляд, представляется весьма важным найти прямую связь между периодами спонтанного деления тяжелых элементов и существованием новой области стабильности сверхтяжелых ядер. С этой точки зрения необходимо исследовать свойства ядер в более широкой области массовых чисел и, в частности, для $Z = 104$ определить периоды спонтанного деления изотопов с $N \leq 152$.

Подобные исследования связаны с определенными трудностями. Образующиеся в реакциях слияния ядра тяжелого элемента обладают высокой энергией возбуждения и лишь $10^{-8} - 10^{-10}$ их часть может перейти в основное состояние путем последовательного испускания нейтронов и γ -квантов. Это приводит к тому, что сечения образования тяжелых ядер оказываются равными $10^{-34} - 10^{-32} \text{ см}^2$.

4

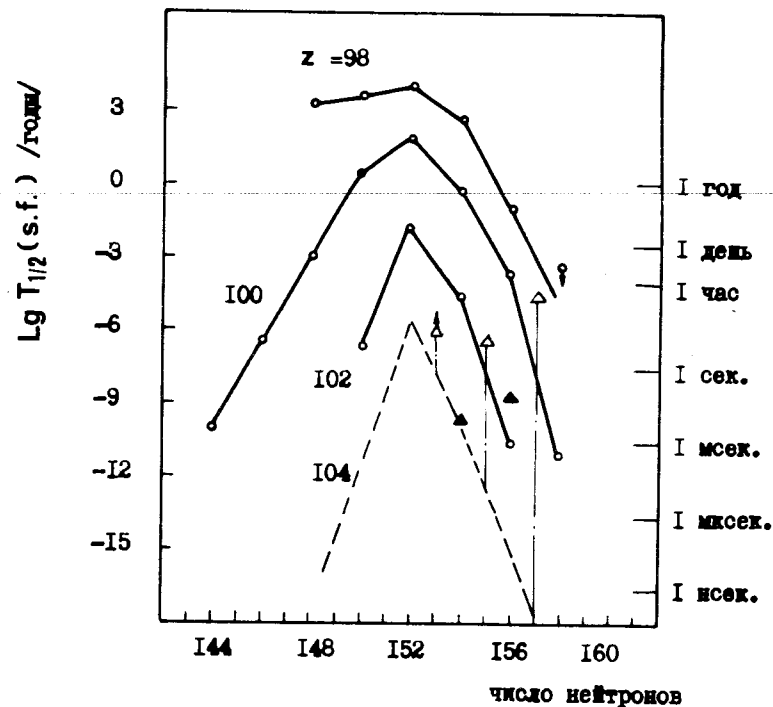


Рис. 1. Систематика периодов спонтанного деления элементов с $Z = 98, 100, 102, 104$. Кружки - экспериментальные значения периодов спонтанного деления четных изотопов. Черные и открытые треугольники представляют, соответственно, известные четные и нечетные изотопы Cu. Пунктирная кривая - экстраполяция по данным Гиорсо и др.^{6,11/} для изотопов Cu.

С другой стороны, с увеличением атомного номера уменьшается период спонтанного деления, особенно в области нейтронодефицитных изотопов, и поэтому значительно возрастает фон от короткоживущих спонтанно делящихся изомеров, которые с большим сечением образуются в реакциях многоуклонных передач.

Положение существенно меняется, если вместо тяжелых изотопов Pu, Cm, Cf использовать в качестве

мишени стабильные ядра Pb или Bi, которые облучаются пучком ионов с массой $A_I > 40$ а.е. Взаимодействие таких ядер изучалось нами ранее ^{/12/}. Этот метод синтеза используется в настоящей работе для получения новых нейтронодефицитных изотопов Ku и определения их свойств.

ВЫБОР РЕАКЦИИ СИНТЕЗА

Из всех возможных комбинаций мишень - частица для синтеза нейтронодефицитных изотопов Ku наилучшей, на наш взгляд, является реакция $Pb + {}^{50}Ti$. Вследствие того, что в качестве мишени используются "магические" ядра - изотопы Pb, а синтезируемое ядро является деформированным, составное ядро может обладать малой энергией возбуждения. В свою очередь, понижение энергии возбуждения составного ядра должно приводить к уменьшению числа испускаемых нейтронов и, следовательно, к увеличению сечений образования ядер в основном состоянии ^{/12/}.

На рис. 2 представлены расчетные значения минимальной энергии возбуждения составного ядра ${}^{258}Ku$ в зависимости от массы бомбардирующего иона. Минимальная энергия возбуждения определяется барьером взаимодействия V_{int} и Q-реакции:

$$E_{min}^* = V_{int} + Q,$$

где $V_{int} = Z_I Z_T e^2 / r_e (A_I^{1/3} + A_T^{1/3})$ и $Q = M_I + M_T - M_{CN}$. При расчете E_{min}^* массы ядер были взяты из работы Майерса и Святецкого ^{/13/}, а значение параметра r_e выбрано равным $1,45 \times 10^{-13}$ см.

Из рисунка видно, что минимальное значение энергии возбуждения соответствует массе бомбардирующей частицы $A_I \approx 50$ а.е. Следует отметить, что представленная зависимость справедлива лишь в случае, если параметр r_e , определяющий величину барьера взаимодействия V_{int} , не меняется при переходе от легких

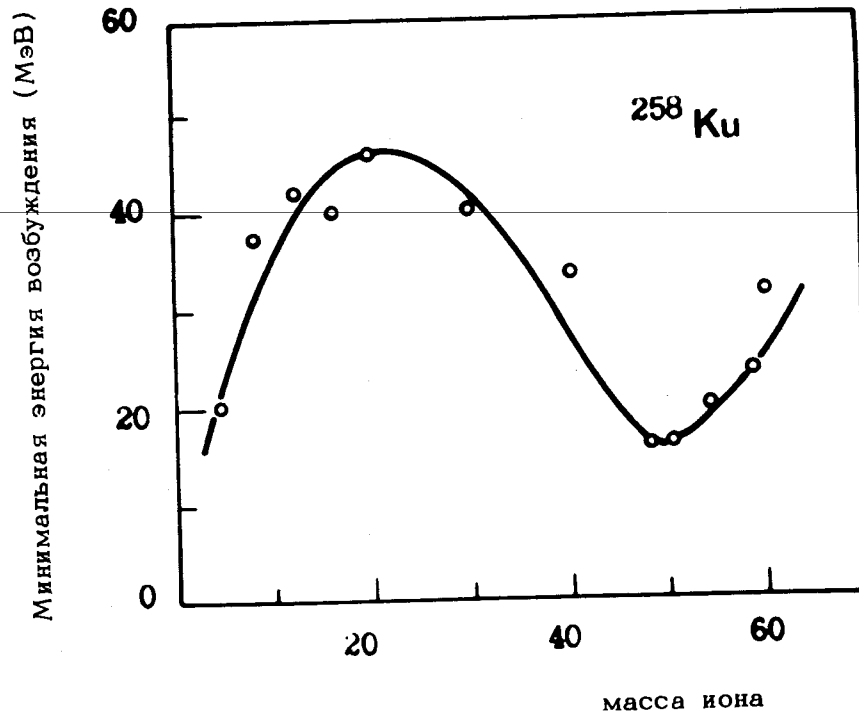


Рис. 2. Зависимость минимальной энергии возбуждения составного ядра ${}^{258}Ku$, образующегося в различных комбинациях мишень - частица, от массы бомбардирующего иона.

к более тяжелым ионам. Ранее нами в отдельных экспериментах ^{/14/} было показано, что $r_e = 1,44 \pm 0,02 / 10^{-13}$ см при облучении ${}^{208}Pb$ ионами ${}^{40}Ag$ и ${}^{52}Cr$.

На основе экспериментальных данных ^{/12, 14/} по определению V_{int} и сечений образования изотопов ${}^{244, 246}Fm$ в реакции ${}^{206, 207, 208}Pb + {}^{40}Ag$ был проведен расчет функций возбуждения реакций с испусканием различного числа нейтронов при облучении изотопов Pb ионами ${}^{50}Ti$. Метод расчета подробно описан в работе ^{/15/}.

Как видно из рис. 3, где в качестве примера представлены данные для реакции $^{207}\text{Pb} (^{50}\text{Ti}, xn)^{257-x}\text{Ku}$, максимальное сечение соответствует испусканию из составного ядра ^{257}Ku двух или трех нейтронов и резко убывает при $x > 3$.

Ранее было показано,^{/12/} что реакции с испусканием двух нейтронов очень чувствительны к величине минимальной энергии возбуждения составного ядра. Переход от ионов ^{48}Ti к ионам ^{50}Ti увеличивает, по нашим оценкам, сечения $2n$ -реакций примерно в 100 раз. В связи с этим в экспериментах использовался пучок ускоренных ионов ^{50}Ti .

ПОЛУЧЕНИЕ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ Ti

Расчетная величина барьера взаимодействия в реакции $^{207}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$ равна 230-235 МэВ в лабораторной системе координат. Максимальная энергия пучков ускоренных ионов для 310-сантиметрового циклотрона ЛЯР ОИЯИ определяется соотношением $E_{\text{max}} = 250 Z_1^2 / A_1$ и для $^{50}\text{Ti}^{+7}$ и $^{50}\text{Ti}^{+8}$ составляет 245 и 320 МэВ соответственно.

Для ускорения ионов ^{50}Ti в столь высоком зарядном состоянии был создан специальный ионный источник, в котором в качестве исходного материала использовался обогащенный изотоп ^{50}Ti в виде металла.

Интенсивность выведенного пучка ионов $^{50}\text{Ti}^{+7}$ составляла $5 \cdot 10^{10} - 10^{11}$ частиц/сек, а интенсивность внутреннего пучка ионов $^{50}\text{Ti}^{+8}$ $2 \cdot 10^{11}$ частиц/сек. Энергия ионов Ti^{+7} всего на 10-15 МэВ превышает барьер взаимодействия, поэтому выведенный пучок использовался для изучения реакций с испусканием двух нейтронов, а основная часть экспериментов проводилась на внутреннем пучке циклотрона.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

В экспериментах с ионами ^{40}Ar ^{/12/} было показано, что при использовании в качестве мишени изотопов Рb

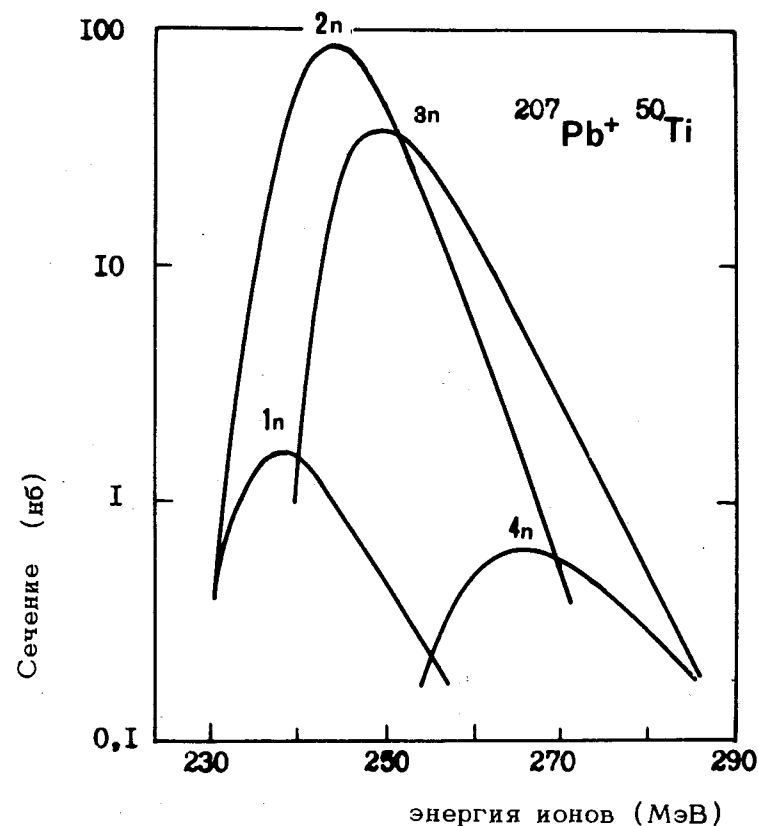


Рис. 3. Расчетные функции возбуждения реакций $^{207}\text{Pb} (^{50}\text{Ti}, xn)^{257-x}\text{Ku}$.

практически полностью отсутствует фон, связанный со спонтанным делением побочных продуктов реакции. Поэтому для синтеза тяжелых элементов этим методом может быть успешно применена высокочувствительная экспрессная методика для обнаружения ядер по спонтанному делению.

В экспериментах использовались разделенные изотопы:

^{208}Pb /содержание 97,8%, примеси ^{207}Pb 1,6% и ^{206}Pb 0,6%/,
 ^{207}Pb /содержание 83,4%, примеси ^{208}Pb 14,3% и ^{206}Pb 2,3%/,
 ^{206}Pb /содержание 90,4%, примеси ^{208}Pb 6,7% и ^{207}Pb 2,9%/.

Экспериментальная установка для регистрации короткоживущих спонтанно делящихся ядер схематически представлена на рис. 4. Пучок ионов ^{50}Ti падает по касательной к поверхности полого цилиндра, расположенного вертикально и вращающегося с максимальной угловой скоростью 3000 об/мин. На боковую поверхность цилиндра методом вакуумного напыления нанесен слой Pb толщиной около 2 мг/см^2 , который является одновременно мишенью и сборником ядер отдачи. Вследствие того, что пучок падает под малым углом к поверхности цилиндра, слой Pb представляет собой "бесконечно" толстую мишень, в которой происходит интегрирование функции возбуждения от V_{int} до E_{max} .

Максимальная энергия внутреннего пучка ионов ^{50}Ti была выбрана равной 260 МэВ/см . функции возбуждения на рис. 3/. Интенсивность и положение пучка ионов в процессе эксперимента контролировались специальным устройством, расположенным вне мишени. Интегральный поток ионов, прошедших через мишень, определялся активационным способом по выходу изотопа $^{111}\text{In} / T_{1/2} = 2,8 \text{ дня/}$, который образуется при бомбардировке меди ионами Ti; для этих целей на боковой поверхности цилиндра располагалась медная мишень толщиной 15 мкм и площадью $1 \text{ см}^2 \approx 1\%$ от полной площади свинцовой мишени/.

Вокруг вращающейся мишени на расстоянии 2 мм были расположены трековые детекторы осколков спонтанного деления из слюды с содержанием примесей U и Th меньше 10^{-7} г/г . Несмотря на то, что энергия ядер отдачи относительно велика $\approx 50 \text{ МэВ/}$ и соответствует пробегу в Pb $\approx 6 \text{ мг/см}^2$, ввиду малого угла входа в мишень эти ядра располагаются вблизи поверхности

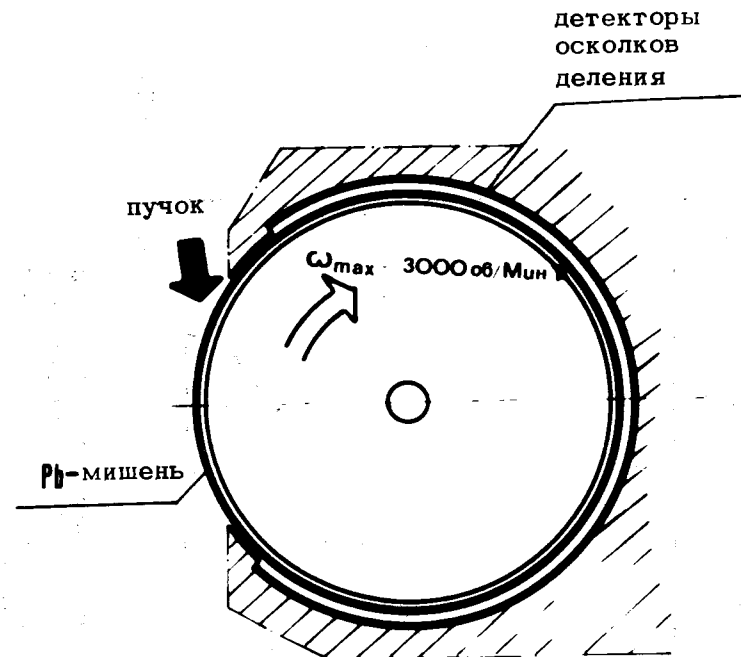


Рис. 4. Схематический вид экспериментального устройства для регистрации короткоживущих спонтанно делящихся ядер.

слоя, и эффективность регистрации осколков спонтанного деления составляет около 50%.

Экраны, предохраняющие детекторы от рассеянных ионов и осколков вынужденного деления, а также специальный метод обработки детекторов полностью исключали фон уже на расстоянии $\approx 2 \text{ см}$ от места попадания пучка.

Данная методика проверена в экспериментах^{/12/} по получению изотопов ^{244}Fm в реакции $^{206,207,208}\text{Pb} (^{40}\text{Ar}, xn)$, где показано, что она может успешно использоваться для регистрации короткоживущих спонтанно делящихся излучателей, если их время жизни больше 3 мсек и сечение образования превышает 10^{-35} см^2 .

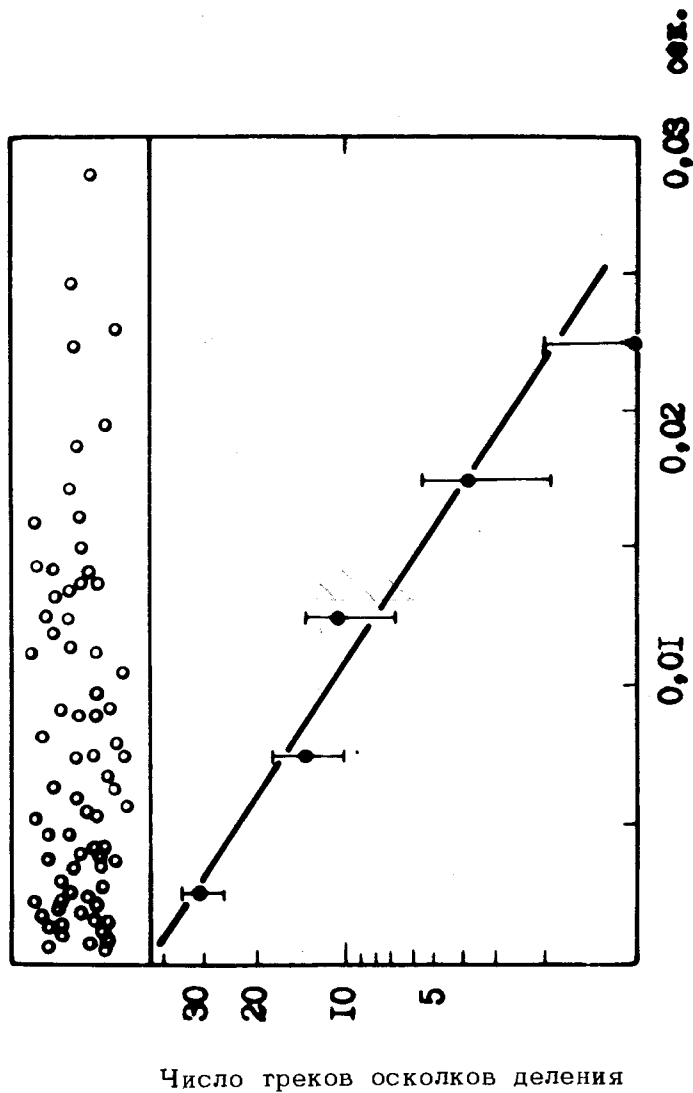


Рис. 5. Временное распределение треков осколков спонтанного деления в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$. Кривая построена за вычетом вклада долгоживущей активности с периодом в несколько сек.

Изотоп $^{256}\text{Kи}$ может быть получен в реакции $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 2n)$. Из систематики свойств /см. рис. 1/ следует, что его время жизни относительно α -распада лежит в пределах от 50 до 200 мсек, тогда как парциальный период относительно спонтанного деления существенно больше из-за стабилизирующего действия подболочки $N = 152$. Поэтому в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$ можно было рассчитывать на регистрацию спонтанного деления изотопа $^{252}\text{102} / T_{1/2} \approx 2$ сек, 30% спонтанного деления/, который образуется при α -распаде ядра $^{256}\text{Kи}$.

В первых экспериментах скорость вращения цилиндра была выбрана равной 8 об/мин, что позволяло регистрировать спонтанное деление с $T_{1/2} > 0,5$ сек. При облучении ^{208}Pb интегральным потоком $8 \cdot 10^{15}$ ионов ^{50}Ti наблюдалось 12 треков спонтанного деления, что существенно меньше ожидаемой величины. Это могло свидетельствовать о том, что либо существенным образом меняется механизм реакции слияния при переходе от ионов ^{40}Ar к ионам ^{50}Ti , либо свойства изотопа $^{256}\text{Kи}$ значительно отличаются от предсказываемых.

Для проверки второго предположения эксперименты были повторены при скорости вращения цилиндра 1500 об/мин. При интегральном потоке ионов $^{50}\text{Ti} \approx 10^{16}$ частиц зарегистрировано 70 треков осколков спонтанного деления, распределенных по времени таким образом, как это представлено на рис. 5.

Последующие эксперименты были выполнены с мишенью из ^{207}Pb при скорости вращения цилиндра 1500 об/мин. При интегральном потоке ионов $\approx 1,2 \cdot 10^{16}$ частиц зарегистрировано 53 осколка спонтанного деления, временное распределение которых представлено на рис. 6а. Из рисунка видно, что период полураспада значительно больше выбранного временного интервала, и поэтому опыт был повторен при меньшей скорости вращения - 54 об/мин.

Здесь также получена аналогичная картина распределения треков, поэтому в третьей серии экспериментов скорость была понижена до 3,6 об/мин/временной интер-

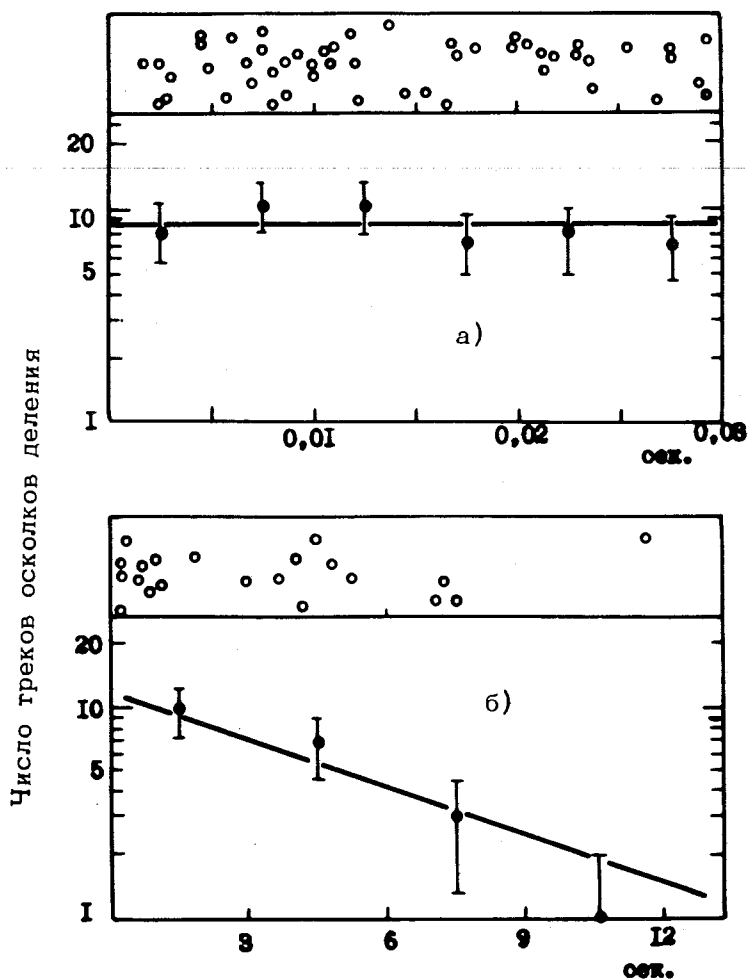


Рис. 6. Временное распределение треков осколков спонтанного деления в реакции $^{207}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$. а/ временной цикл измерения от 0,003 до 0,03 сек. б/ временной цикл от 1 до 13 сек.

вал измерения от 1,5 до 13 сек/. Временное распределение для этого случая представлено на рис. 6б.

Таким образом, из опытов следует, что при облучении ^{207}Pb ионами ^{50}Ti наблюдается образование спонтанно делящегося излучателя с периодом полураспада несколько сек.

Наконец, в последней серии экспериментов было проведено облучение мишени из ^{206}Pb . При интегральном потоке $\approx 0,4 \cdot 10^{16}$ ионов зарегистрировано всего 4 трека, половина из которых, если принимать во внимание полученные ранее данные, может быть обусловлена реакциями на примесных изотопах ^{207}Pb и ^{208}Pb . Иными словами, в комбинации $^{206}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$ может быть определена лишь верхняя граница образования спонтанно делящихся ядер.

Все экспериментальные результаты представлены в таблице. Абсолютная ошибка в определении сечений, по нашим оценкам, не превышает фактора 2, в то время как относительная погрешность определяется в основном статистической точностью и составляет $\approx 30\%$.

Таким образом, из совокупности полученных данных следует, что при облучении мишеней из разделенных изотопов Pb ионами ^{50}Ti наблюдается образование двух спонтанно делящихся излучателей с сильно отличающимися периодами полураспада: около 5 мсек и несколько сек.

Излучатель с периодом 5 мсек, наблюдавшийся в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$, не может быть отнесен к ядрам с атомным номером $Z < 104$, т.к. все изотопы 102-го элемента известны вплоть до $N = 148$ и не обладают подобными свойствами ^{/16/}, а для нечетных изотопов 103-го элемента существует сильный запрет на спонтанное деление ^{/17/}. Максимальный выход этого излучателя наблюдается в реакции с ^{208}Pb ; эффект уменьшается более чем в 10 раз с мишенью из ^{207}Pb и практически полностью отсутствует для ^{206}Pb .

Таким образом, из анализа экспериментальных сечений реакций и свойств известных изотопов курчатовия и более легких элементов можно предположить, что наблюдаемый эффект обусловлен распадом изотопа ^{256}Ku , который образуется в реакции $^{208}\text{Pb} (^{50}\text{Ti}, 2n) ^{256}\text{Ku}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Таблица

| Реакция | Энергия нейтронов (Мэв) в лаб. с.к. | Интегр. поток нейтронов $\times 10^{10}$ | Время переноса к детектору осколков деления (сек) | Число захваченных нейтронов (сек) | Число захваченных нейтронов в треках | Спонт. деления | Период полураспадения (сек) | Сечение образования $\times 10^{-33}$ см ² |
|------------------------------------|-------------------------------------|--|---|-----------------------------------|--------------------------------------|----------------|-----------------------------|---|
| $^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Tl}$ | 260 | II 8 | 0,004 1,0 | 70 12 | 0,005 >I | 6 1,5 | | |
| $^{207}\text{Pb} + ^{50}\text{Tl}$ | 260 | 12 4 8 | 0,004 0,1 2,0 | 53 17 20 | - ~4 | 3 | | |
| $^{206}\text{Pb} + ^{50}\text{Tl}$ | 260 | 4 | 0,004 | 2 | - | $\leq 0,3$ | | |
| $^{206}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$ | 220 | 9 | 0,002 | 35 | 0,004 | 3 | | |
| $^{203}\text{Tl} + ^{45}\text{Sc}$ | 240 | 3 | 0,002 | 0 | - | $\leq 0,2$ | | |
| $^{205}\text{Tl} + ^{45}\text{Sc}$ | 240 | 6 | 0,002 | 0 | - | $\leq 0,1$ | | |

Вопрос о свойствах изотопа Ku с $N = 152$, как будет следовать из дальнейшего, имеет принципиальное значение, поэтому важно точно идентифицировать массовое число излучателя с периодом полураспада ≈ 5 мсек. Поскольку для нечетных изотопов существует большой запрет на спонтанное деление, возможными кандидатами являются четные ядра ^{256}Ku и ^{258}Ku , которые образуются в реакциях с испусканием 2 и 4 нейтронов, соответственно.

Несмотря на то, что расчетные значения сечений реакций с испусканием 2 и 4 нейтронов существенно отличаются друг от друга /см. рис. 3/, нами были поставлены отдельные опыты по измерению интегральной функции возбуждения для излучателя с $T_{1/2} \approx 5$ мсек. На рис. 7 представлены экспериментальные значения и расчетные зависимости интегральных сечений образования изотопа с периодом полураспада ≈ 5 мсек и ядер ^{151}Pm /осколки деления составного ядра/ и ^{204m}Pb /продукты реакции передачи/ при облучении ^{208}Pb нейтронами ^{50}Tl . Представленные на рисунке зависимости служат дополнительным подтверждением тому, что короткоживущий излучатель образуется в реакции с испусканием двух нейтронов и является изотопом ^{256}Ku .

Из прямого сравнения выхода короткоживущей и долгоживущей активностей в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Tl}$ можно сделать вывод о том, что изотоп ^{256}Ku в основной доле случаев испытывает спонтанное деление.

Следует заметить, что экспериментальные сечения реакции $\text{Pb}(^{50}\text{Tl}, 2n)\text{Ku}$ оказались в десятки раз меньше теоретических /см. рис. 3/. Однако при расчете $\sigma_{(xn)}$ для отношения парциальных ширин Γ_n/Γ_f использовалась полуэмпирическая зависимость Сиккеланда и др. ^{18/}, основанная на предположении о влиянии на величину Γ_n/Γ_f подболочки $N = 152$. Вместе с тем, как будет показано далее, данное предположение не является обоснованным для ядер с $Z \geq 104$. Исключение влияния подболочки $N = 152$ на величину Γ_n/Γ_f приводит к существенному уменьшению расчетных сечений, что практически устраняет отмеченное выше расхождение.

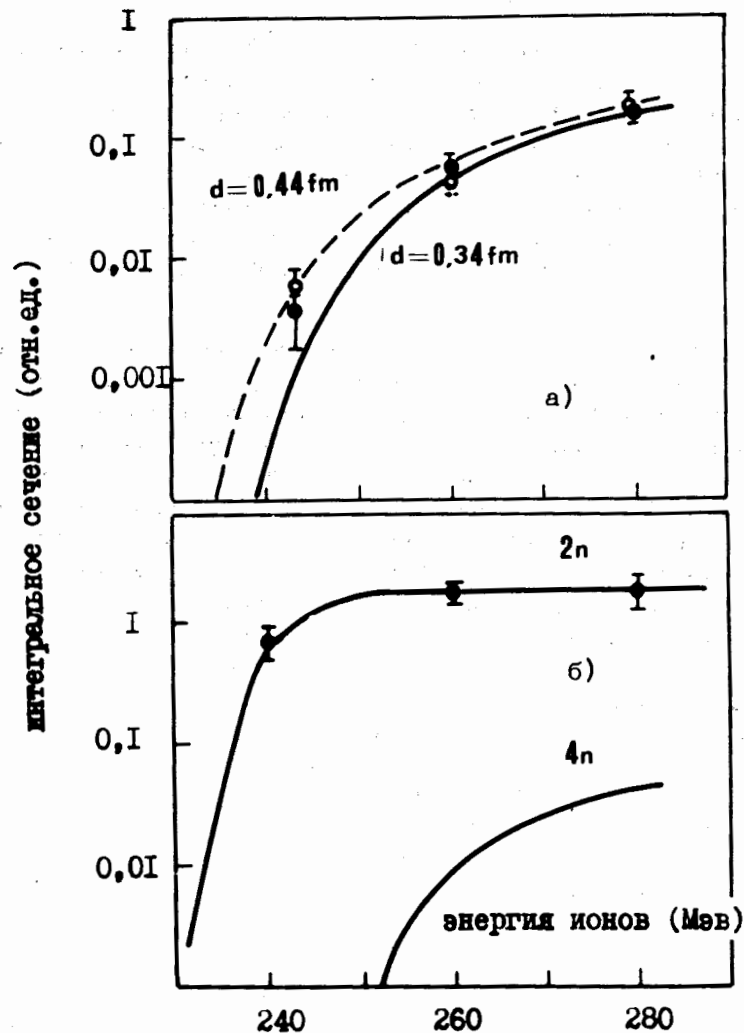


Рис. 7. а/ Интегральные функции возбуждения для изотопов ^{151}Pm /черные точки/ и ^{204}mPb /кружки/, образующихся в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$. Пунктирная и сплошная кривые - результаты расчета с параметром диффузности $d = 0,44 \cdot 10^{-13}$ см и $d = 0,34 \cdot 10^{-13}$ см, соответственно. Значения остальных параметров - те же, что и в работе [12]. б/ Интегральные функции возбуждения для спонтанно делящегося излучателя с $T_{1/2} \approx 5$ мсек. Сплошные кривые - расчетные функции возбуждения для реакций $(^{50}\text{Ti}, 2n)$ и $(^{50}\text{Ti}, 4n)$ при $d = 0,34 \cdot 10^{-13}$ см.

Долгоживущий излучатель с периодом около 4 сек является, по всей вероятности, изотопом ^{255}Ku , который образуется с максимальным сечением в реакции $^{207}\text{Pb} (^{50}\text{Ti}, 2n)$, с меньшей вероятностью - в реакции $^{208}\text{Pb} (^{50}\text{Ti}, 3n)$, и отсутствует в реакции $^{206}\text{Pb} (^{50}\text{Ti}, 1n)$.

Здесь, однако, следует обратить внимание на то, что время жизни этого излучателя оказалось близким к периоду полураспада известного изотопа $^{252}_{102}$, который в этой комбинации мог получаться в реакции типа $^{207}\text{Pb} (^{50}\text{Ti}, \alpha 1n) ^{252}_{102}$.

Рассмотрим отдельно вопрос о вероятности подобных процессов в реакциях с ионами типа ^{40}Ar или ^{50}Ti . При максимальной энергии налетающего иона ^{50}Ti , равной 260 МэВ, максимальная энергия возбуждения составного ядра ^{257}Ku составляет ≈ 40 МэВ. Оценки показывают, что порог реакции с испарением α -частицы и одного нейтрона равен ≈ 260 МэВ. Кроме того, в этой области ядер отношение парциальных ширин Γ_{α}/Γ_n равно как и Γ_p/Γ_n , составляет весьма малую величину $\leq 10^{-2}$. Поэтому вклад процессов, протекающих с испарением заряженных частиц из составного ядра, в нашем случае пренебрежимо мал.

Вместе с тем, энергетически возможен процесс прямого испускания α -частицы с последующим испарением нейтрона, как это имело место в реакциях с легкими ионами C, N, O. Однако, как показано в работах [19-21], механизм подобных реакций существенным образом зависит от структуры налетающего иона. При переходе от легких ионов к частицам типа ^{40}Ar и ^{50}Ti вероятность вылета прямых α -частиц уменьшается в сотни и тысячи раз.

Нами были поставлены модельные опыты, в которых спонтанно делящиеся ядра ^{244}Fm получались в реакциях при облучении изотопов ^{205}Tl и ^{203}Tl ионами ^{45}Sc и ^{206}Pb ионами ^{40}Ar . Как видно из таблицы, отношение сечений $\sigma(\alpha, 2n) / \sigma(2n) < 0,03$. Отсюда можно сделать вывод о том, что вероятность образования изотопа $^{252}_{102}$ при облучении ^{207}Pb ионами ^{50}Ti пренебрежимо мала.

Из сравнения сечений образования изотопов ^{255}Ku и ^{256}Ku следует, что нечетный изотоп ^{255}Ku имеет сравнимые значения периодов полураспада относительно α -распада и спонтанного деления. Наконец, отсутствие эффекта в реакции $^{206}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$ может означать, что время жизни четного изотопа ^{254}Ku меньше 3 мсек.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим вопрос о том, каким образом свойства синтезированных нейтронодефицитных изотопов Ku согласуются с известными данными о стабильности тяжелых ядер по отношению к спонтанному делению.

Для изотопа ^{256}Ku с $N = 152$ вместо ожидаемого периода полураспада, составляющего десятки и сотни секунд, экспериментальное значение оказалось меньшим в $10^3 - 10^4$ раз. Положение этой точки в систематике периодов спонтанного деления существенным образом меняет представление о стабилизирующем влиянии подболочки $N = 152$ при переходе от $Z = 102$ к $Z = 104$. Показанная на рис. 8 зависимость $T_{1/2}^{\text{SF}}$ для изотопов Ku от числа нейтронов N свидетельствует о монотонном возрастании времени жизни четно-четных ядер с увеличением массы без каких-либо существенных вариаций в области $N = 152$.

Что касается нечетного ядра ^{255}Ku , то его время жизни определяется запретом на спонтанное деление, который составляет в данном случае величину $\approx 10^3$.

Теперь не удивительно, что изотоп ^{260}Ku имеет $T_{1/2}^{\text{SF}} \approx 0,1$ сек, и нет необходимости предполагать столь высокие запреты $/\approx 10^7 - 10^{12}/$ для других нечетных изотопов Ku с массовыми числами 257 и 259, как это было сделано в работе Гиорсо и др. ^[6, 11]. Из систематики, представленной на рис. 8, видно, что практически для всех нечетных изотопов Ku запрет на нечетность приводит к торможению спонтанного деления в $10^3 - 10^4$ раз.

Поскольку при переходе от изотопа ^{254}Ku к изотопу ^{256}Ku имеет место сильное изменение периода полу-

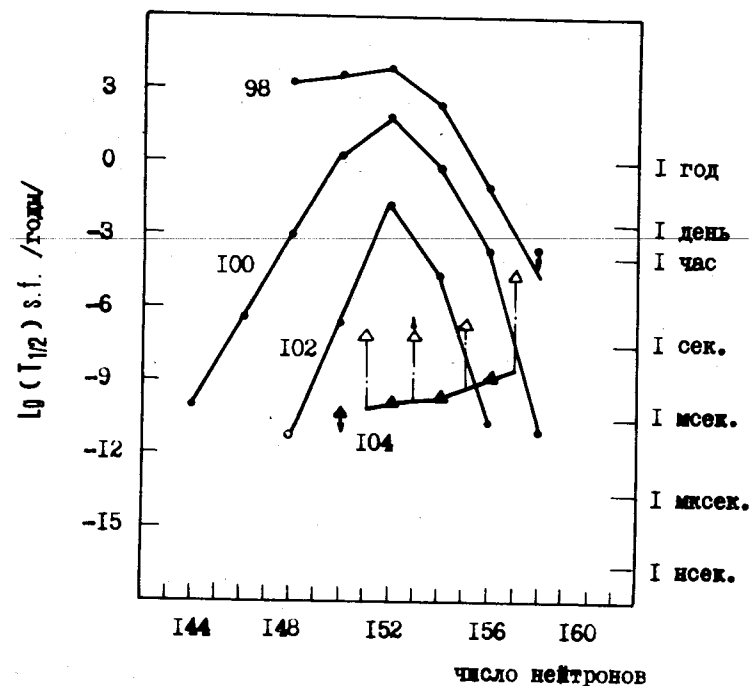


Рис. 8. Систематика периодов спонтанного деления с учетом новых данных для изотопов ^{250}Ku , ^{255}Ku , ^{256}Ku .

распада относительно спонтанного деления /более чем в 10^8 раз/, естественно попытаться дать по крайней мере качественное объяснение полученным результатам.

Согласно современным представлениям, в области трансфермиевых элементов барьер деления имеет сложную структуру, и стабильность ядер относительно спонтанного деления определяется, в основном, вкладом оболочечной поправки в полную энергию деформации ядра.

Рассмотрим с этой точки зрения изотопы Fm , для которых экспериментально установлено сильное влияние на период полураспада $T_{1/2}^{\text{SF}}$ подболочки $N = 152$. При $N = 152$ барьер деления, рассчитанный по методу Стру-

Из сравнения сечений образования изотопов ^{255}Ku и ^{256}Ku следует, что нечетный изотоп ^{255}Ku имеет сравнимые значения периодов полураспада относительно α -распада и спонтанного деления. Наконец, отсутствие эффекта в реакции $^{206}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$ может означать, что время жизни четного изотопа ^{254}Ku меньше 3 мсек.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим вопрос о том, каким образом свойства синтезированных нейтронодефицитных изотопов Ku согласуются с известными данными о стабильности тяжелых ядер по отношению к спонтанному делению.

Для изотопа ^{256}Ku с $N = 152$ вместо ожидаемого периода полураспада, составляющего десятки и сотни секунд, экспериментальное значение оказалось меньшим в $10^3 - 10^4$ раз. Положение этой точки в систематике периодов спонтанного деления существенным образом меняет представление о стабилизирующем влиянии подоболочки $N = 152$ при переходе от $Z = 102$ к $Z = 104$. Показанная на рис. 8 зависимость $T_{1/2}^{\text{SF}}$ для изотопов Ku от числа нейтронов N свидетельствует о монотонном возрастании времени жизни четно-четных ядер с увеличением массы без каких-либо существенных вариаций в области $N = 152$.

Что касается нечетного ядра ^{255}Ku , то его время жизни определяется запретом на спонтанное деление, который составляет в данном случае величину $\approx 10^3$.

Теперь не удивительно, что изотоп ^{260}Ku имеет $T_{1/2}^{\text{SF}} \approx 0,1$ сек, и нет необходимости предполагать столь высокие запреты $/\approx 10^7 - 10^{12}/$ для других нечетных изотопов Ku с массовыми числами 257 и 259, как это было сделано в работе Гиорсо и др. ^[6, 11]. Из систематики, представленной на рис. 8, видно, что практически для всех нечетных изотопов Ku запрет на нечетность приводит к торможению спонтанного деления в $10^3 - 10^4$ раз.

Поскольку при переходе от изотопа $^{254}102$ к изотопу ^{256}Ku имеет место сильное изменение периода полу-

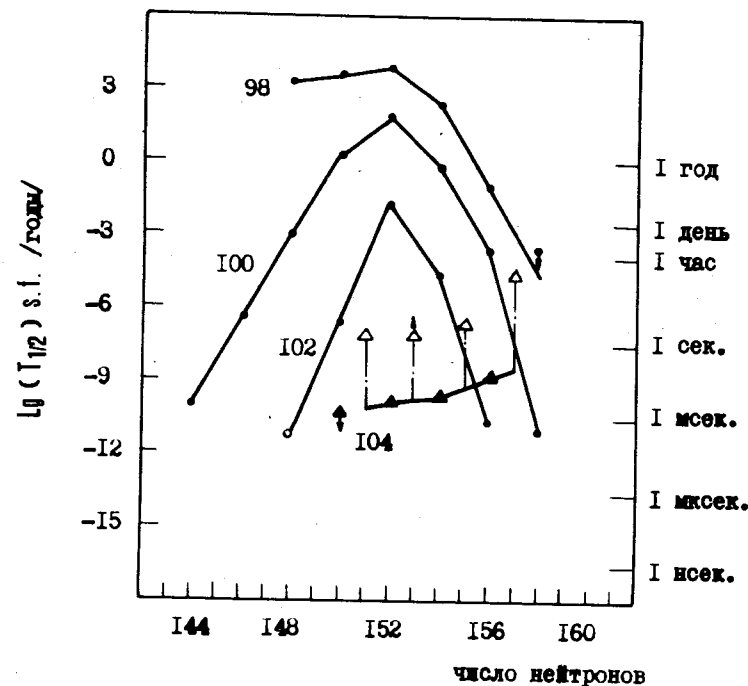


Рис. 8. Систематика периодов спонтанного деления с учетом новых данных для изотопов $^{250}102$, $^{255}104$, $^{256}104$.

распада относительно спонтанного деления /более чем в 10^8 раз/, естественно попытаться дать по крайней мере качественное объяснение полученным результатам.

Согласно современным представлениям, в области трансфермиевых элементов барьер деления имеет сложную структуру, и стабильность ядер относительно спонтанного деления определяется, в основном, вкладом оболочечной поправки в полную энергию деформации ядра.

Рассмотрим с этой точки зрения изотопы Fm , для которых экспериментально установлено сильное влияние на период полураспада $T_{1/2}^{\text{SF}}$ подоболочки $N = 152$. При $N = 152$ барьер деления, рассчитанный по методу Стру-

тинского ^{/22/}, имеет вид двугорбой кривой с двумя минимумами, соответствующими основному и изомерному состояниям ядра. Время жизни этого ядра относительно спонтанного деления определяется интегралом движения на всем пути от основного состояния до точки, находящейся за вторым барьером /см. рис. 9/.

По мере уменьшения числа нейтронов /переход к более легким изотопам Fm / величина второго барьера будет понижена вследствие уменьшения жидкокапельной энергии деформации ядра и это должно приводить к уменьшению периодов спонтанного деления. В предельном случае, когда основное состояние окажется выше второго максимума, величина $T_{1/2}^{SF}$ будет определяться проницаемостью только первого барьера. Можно предполагать, что благодаря этому обстоятельству переход от ^{252}Fm к ^{244}Fm приведет к изменению $T_{1/2}^{SF}$ примерно в 10^{12} раз.

Вместе с тем, как было показано в работе Рандрупа и др. ^{/23/}, не исключено, что подобная ситуация может возникнуть при движении от $N = 152$ к более тяжелым изотопам Fm . В этом случае суперпозиция оболочечной поправки к жидкокапельной энергии деформации может также привести к значительному уменьшению второго максимума и, вследствие этого, также резко уменьшается время жизни тяжелых изотопов относительно спонтанного деления. Действительно, при переходе от ^{252}Fm к ^{258}Fm величина $T_{1/2}^{SF}$ меняется в $\approx 10^{13}$ раз.

Теперь зафиксируем $N = 152$ и будем изменять число протонов в ядре. По мере роста Z жидкокапельная часть энергии деформации будет уменьшаться, что приведет к таким же последствиям, которые имели место в рассмотренном выше случае нейтронодефицитных изотопов Fm . Можно предполагать, что наибольшее изменение $T_{1/2}^{SF}$ произойдет в момент, когда время жизни ядра будет определяться в основном проницаемостью первого барьера. Не исключено, что эта ситуация имеет место при переходе от ^{252}Fm к ^{256}Ku , так как период полураспада относительно спонтанного деления в этом случае изменяется примерно в 10^{12} раз.

Если это предположение справедливо, то дальнейшее продвижение в сторону больших Z или вариация N при

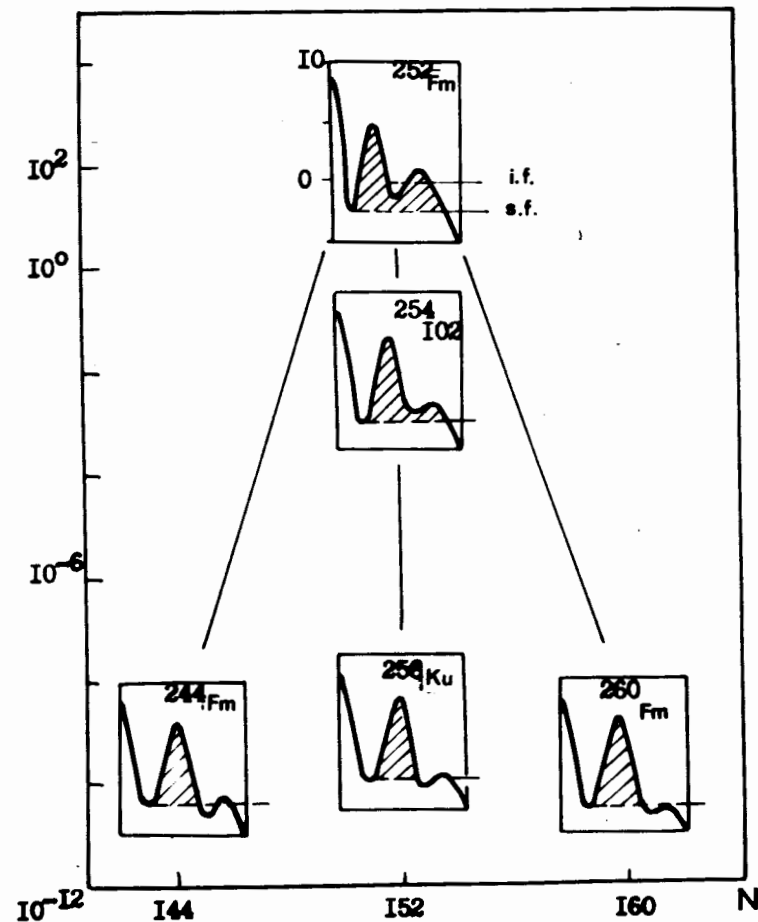


Рис. 9. Иллюстративное представление барьеров деления для изотопов Fm , $^{254}102$ и ^{256}Ku . По оси ординат отложены периоды спонтанного деления в годах.

заданном Z не должны приводить к столь сильным изменениям $T_{1/2}^{SF}$, поскольку величина первого барьера, как следует из расчетов /22/, сравнительно мало чувствительна к нуклонному составу ядра. Нам представляется, что эта точка зрения качественно подтверждается последними расчетами Паули, Ледергербера /24/ и Меллера, Никса /25,26/, однако количественные заключения требуют более детального теоретического анализа с учетом новых данных относительно свойств изотопов Ku и более тяжелых элементов.

Подобная интерпретация экспериментальных данных означает, что уже для четно-четных изотопов Ku время жизни относительно спонтанного деления определяется практически целиком оболочечными эффектами. Это аналогично тому, что ожидается для области сверхтяжелых элементов, и можно надеяться, что при движении в сторону дважды магического ядра с $Z = 114$, $N = 184$ действительно будет наблюдаться резкое увеличение $T_{1/2}^{SF}$, как это следует из теоретических предсказаний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из совокупности экспериментальных результатов, полученных в настоящей работе, можно сделать ряд выводов.

Метод синтеза трансфермиевых элементов при облучении изотопов Pb ионами с массой $A_1 \geq 40$ а.е., исследованный нами ранее /12/ на примере реакции $Pb(^{40}Ar, xn)Fm$, является также весьма эффективным при использовании ионов ^{50}Ti . Реакции $Pb(^{40}Ar, 2n)Fm$ и $Pb(^{50}Ti, 2n)Ku$ имеют примерно равные сечения, что и можно было ожидать на основе теоретических оценок. Это позволяет надеяться, что данный метод можно успешно применять при синтезе более тяжелых элементов в реакциях, вызываемых ионами ^{54}Cr , ^{55}Mn , ^{58}Fe .

Существенные изменения в систематике периодов полураспада для четно-четных изотопов курчатовия, по всей вероятности, связаны со структурой барьеров деле-

ния этих ядер. С этой точки зрения представляется важным исследовать свойства еще более нейтронодефицитных изотопов Ku , используя, в частности, реакции с ^{204}Pb , и попытаться продвинуться в область элементов с $Z \geq 106$. С другой стороны, необходимо провести детальный теоретический анализ полученных данных на основе современной теории деления ядер, что, как нам кажется, позволит более надежно предсказать свойства тяжелых и сверхтяжелых элементов.

Авторы глубоко благодарны академику Г.Н.Флерову за большую поддержку, постоянную помощь и ценные замечания на всех этапах выполнения данной работы. Мы считаем своим приятным долгом поблагодарить В.М.Плотко, Н.А.Данилова за большой вклад в разработку экспериментальной методики и активное участие в проведении опытов, а также К.И.Меркину, Т.И.Рыбакову - за кропотливую работу по просмотру большого количества детекторов осколков деления. Мы признательны группе эксплуатации ускорителя У-300, руководимой А.Н.Филипсоном, за получение интенсивных и стабильных пучков ускоренных ионов.

Обогащенный изотоп ^{50}Ti был любезно предоставлен нам Государственным фондом изотопов СССР, и мы благодарны В.П.Бочину, В.С.Романову и С.А.Сельянову за помощь в изготовлении из этого изотопа образцов для источника ионов.

Литература

1. Г.Н.Флеров, И.Звара. Сообщение ОИЯИ, Д7-6013, Дубна, 1971.
2. Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, В.Н.Кузнецов, В.А.Друин, В.П.Перелыгин, К.А.Гаврилов, С.П.Третьякова, В.М.Плотко. АЭ, 17, 310 /1964/; Phys. Lett., 13, 73 (1964).
3. И.Звара, Ю.Т.Чубурков, Р.Цалейка, М.Р.Шалаевский. Сообщение ОИЯИ Р7-3783, Дубна, 1968; Радиохимия, 11, 163 /1969/.

4. И.Звара, Ю.Т.Чубурков, В.З.Белов, Г.В.Букланов, Б.Б.Захватаев, Т.С.Зварова, О.Д.Маслов, Р.Цалетка, М.Р.Шалаевский. Сообщение ОИЯИ, Д7-4542, Дубна, 1969; Радиохимия, 12, 565 /1970/; J.Inorg. Nucl.Chem., 32, 1885 (1970).
5. И.Звара, В.З.Белов, Л.П.Челноков, В.П.Доманов, М.Юссонуа, Ю.С.Короткин, В.А.Щеголев, М.Р.Шалаевский. Сообщение ОИЯИ, Д12-5845, Дубна, 1971; Inorg. Nucl.Chem.Lett., 7, 1109 (1971).
6. A.Ghiorso. Proc. R.A.Welch Found. Conf. on Chemical Research, XIII The Transuranium Elements - The Mendeleev Centennial, Nov. 17-19, 1969, Houston, Texas, p. 107.
7. A.Ghiorso, M.Nurmiä, J.Harris, K.Eskola and P.Eskola. Phys.Rev. Lett., 22, 1317 (1969).
8. A.Ghiorso, M.Nurmiä, K.Eskola and P.Eskola. Phys.Lett., 32B, 95(1970).
9. Ю.Ц.Оганесян и др. АЭ 28, 393 /1970/.
10. M.J.Nurmiä. Nuclear Chemistry Annual Report, LBL-666, p. 42, Berkeley, 1971.
11. A.Ghiorso and T.Sikkeland. Physics Today, 20, No. 9, 25 (1967).
12. Ю.Ц.Оганесян, А.С.Ильинов, А.Г.Демин, С.П.Третьякова. Препринт ОИЯИ, Д7-8194, Дубна, 1974.
13. W.D.Myers and W.J.Swiatecki. Proc. Intern. Symposium "Why and How...". Lysekil, Sweden, 1966, Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968.
14. Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, К.А.Гаврилов, Ким Де Ен. Препринт ОИЯИ, Р7-7863, Дубна, 1974.
15. А.С.Ильинов. Сообщение ОИЯИ, Р7-7108, Дубна, 1973.
16. Г.Н.Флеров. АЭ 24, 5 /1968/; Ann.Phys. (Paris), v. 2, 1967, p. 311.
17. Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, Ю.А.Лазарев, С.П.Третьякова. Сообщение ОИЯИ Р7-4932, Дубна, 1970.
18. T.Sikkeland, A.Ghiorso, M.T.Nurmiä. Phys.Rev., 172, 1232 (1968).
19. T.Galin et al. Preprint IPHO-RC-73-03, Orsay, 1973.
20. L.G.Moretto et al. Preprint LBL-1966, Berkeley, 1973.
21. А.Г.Артюх и др. Сообщение ОИЯИ Р7-7189, Дубна, 1973.
22. M.Brack et al. Rev.Mod.Phys., 44, 320 (1972).
23. T.Randrup et al. Nucl.Phys., A217, 221 (1973).
24. H.C.Pauli and T.Ledergerber. Proc. Third Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973 (IAEA, Vienna, 1974), paper IAEA-SM-174/206.

25. P.Möller and J.R.Nix. Proc. Third Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973 (IAEA, Vienna, 1974), paper IAEA-SM-174/202.
26. P.Möller and J.R.Nix. Preprint LA-UR-74-417, Los Alamos, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 августа 1974 года.