

0-361

2498/2-76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



5/III-78

Д7 - 9866

Ю.Ц.Оганесян, А.Г.Демин, Н.А.Данилов, М.П.Иванов,
А.С.Ильинов, Н.Н.Колесников, Б.Н.Марков,
В.М.Плотко, С.П.Третьякова, Г.Н.Флеров

О СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ
ЭЛЕМЕНТОВ 103, 105 И 107

1976

Ю.Ц.Оганесян, А.Г.Демин, Н.А.Данилов, М.П.Иванов,
А.С.Ильинов,* Н.Н.Колесников,** Б.Н.Марков,
В.М.Плотко, С.П.Третьякова, Г.Н.Флеров

О СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ
ЭЛЕМЕНТОВ 103, 105 И 107

Направлено в "Nuclear Physics"

* Институт ядерных исследований АН СССР, Москва.

** Московский государственный университет.

S u m m a r y

Experiments are described on the determination of the spontaneous fission probability for the isotopes of elements 103, 105 and 107, produced by bombarding **Tl**, **Pb** and **Bi** targets with ^{50}Ti , ^{51}V , ^{54}Cr , ^{55}Mn and ^{58}Fe ions. The upper limit of the spontaneous fission probability is established to be 2% for the isotopes $^{252, 253}103$. The new isotope of element 105 with mass number 257 ($T_{1/2} = 5\text{ s}$) has been produced. In bombardment of ^{209}Bi with ^{54}Cr ions a new spontaneous fission activity with $T_{1/2} \sim 1-2\text{ ms}$ has been observed. The set of experimental data permits identification of this activity as the isotope of the new element 107 with mass number 261, which undergoes mainly the α -decay (80%) accompanied by the formation of the isotope $^{257}105$. The values of the partial α -decay and spontaneous fission half-lives of the isotopes $^{257}105$ and $^{261}107$ are compared with the systematics of ~~the~~ properties of transfermium nuclei.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что граница периодической системы Менделеева определяется нестабильностью тяжелых ядер относительно спонтанного деления. За время, прошедшее после открытия спонтанного деления^{/1/}, в понимании этого явления достигнут существенный прогресс. В свете современных представлений структура барьеров деления в значительной степени определяется оболочечными эффектами^{/2,3/}. В рамках этих представлений находит объяснение большее количество различных экспериментальных данных, полученных в области подбарьерных резонансов^{/4/}, ($\alpha, p f$)-реакций^{/5/}, спонтанно делящихся изомеров^{/6/}, запаздывающего деления^{/7/} и др.

На основе теоретического анализа оболочечных эффектов в известных ядрах было предсказано, что следующими магическими числами являются $Z = 110-114$, $N = 184$ и что здесь возможно существование области повышенной стабильности сверхтяжелых элементов^{/8/}. Вместе с тем до последнего времени не было прямых экспериментальных данных, указывающих на повышение стабильности в области тяжелых элементов. Скорее наоборот, после синтеза 100-го элемента - фермия продвижение к $Z = 104$, которое было достигнуто за 10 лет, благодаря использованию ядерных реакций под действием тяжелых ионов, показало резкое уменьшение времени жизни четно-четных ядер относительно спонтанного деления. Так, например, различие в периодах спонтанного деления ^{252}Fm и ^{256}Ku ($N = 152$) составляет $\sim 10^{10}$.

Получение и изучение свойств ядер с $Z > 105$ было связано с большими трудностями вследствие резкого уменьшения сечения образования новых элементов. Однако в последних работах было

показано, что ситуация существенно меняется, если отойти от традиционного направления синтеза и использовать в качестве мишеней вместо тяжелых изотопов Pu , Cm и Cf стабильные ядра - изотопы свинца и висмута, а вместо бомбардирующих частиц ^{11}B , ^{12}C , $^{16-18}O$, ^{22}Ne - более тяжелые ионы с массой $A_I > 40$ ^{/9,10/}.

В реакциях этого типа вследствие сравнительно малой энергии возбуждения составного ядра существенно возрастает выход конечных ядер в основном состоянии. Специфика данного метода позволяет также обеспечить практически "бесфоновые" условия для обнаружения спонтанно делящихся ядер с помощью высокочувствительных и экспрессных методик, основанных на регистрации осколков спонтанного деления.

Эффективность и преимущества метода были показаны в экспериментах, в которых известные изотопы $^{244,246}Fm$ и $^{252}_{102}$ были получены при облучении мишеней из $^{206,207,208}Pb$ ионами ^{40}Ar ^{/9/} и ^{48}Ca ^{/11/}. В реакции $^{204}Pb(^{40}Ar, 2n)$ был получен новый изотоп ^{242}Fm ($T_{1/2} = 0,5$ мсек)^{/12/}, а в реакциях $^{206,207,208}Pb(^{50}Ti, 2-3n)$ синтезированы новые изотопы курчатовия с массовыми числами от 253 до 256^{/10,12,13/}. Наконец, в реакциях $^{207,208}Pb(^{54}Cr, 2-3n)$ был синтезирован изотоп 106-го элемента с массовым числом 259 ($T_{1/2} \approx 7$ мсек)^{/14/}.

Экспериментальные величины парциальных периодов спонтанного деления ($T_{с.д.}$) этих ядер оказались сильно отличающимися от ожидаемых значений по эмпирической систематике Гюросо и др.^{/15/}. Наибольшее различие наблюдается для тяжелых ядер - изотопов элементов 104 и 106. Для дальнейшего изучения этого явления следовало попытаться продвинуться в область еще более тяжелых ядер и в качестве следующего шага - определить времена жизни нейтронодефицитных изотопов с атомным номером 107.

Принципиально для синтеза ядер 107-го элемента могут быть использованы различные комбинации мишень-ион, в том числе и такие реакции, как $^{249}\text{Bk}(^{22}\text{Ne}, 4-5n)^{266,267}\text{107}$ и $\text{U}(^{31}\text{P}, 4-5n)$. Последняя комбинация уже применялась для поиска спонтанно делящихся ядер с $Z = 107/16/$. В реакции $^{235}\text{U} + ^{31}\text{P}$ наблюдался эффект спонтанного деления на уровне I осколка за сутки облучения при интенсивности пучка ионов фосфора 10^{13} ион/сек, что соответствовало сечению образования $\sim 5 \cdot 10^{-35}$ см². Что же касается реакции $^{249}\text{Bk} + ^{22}\text{Ne}$, то достаточно надежные оценки величины сечения этой реакции, основанные на экстраполяции экспериментальных данных по синтезу 106-го элемента, дают значение $\sim 10^{-35}$ см², что согласуется с оценками Ничке^{/17/}. При столь малых сечениях разумная длительность экспериментов может быть обеспечена только при использовании пучка ионов с интенсивностью, существенно большей 10 мкА.

Естественно поэтому было бы для синтеза ядер 107-го элемента использовать реакции с испарением малого числа нейтронов (2-3-х), в которых сечение может достигать 10^{-33} см². Следовало, конечно, учитывать трудности получения достаточной интенсивности пучка необходимых в этом случае высокозарядных ионов *Cu* или *Mn*. Кроме того, при использовании в качестве мишеней *Pb* или *Bi* отсутствует возможность регистрации α -радиоактивности синтезируемых трансфермиевых ядер, а химические методы идентификации непригодны при временах жизни менее 0,1 сек.

Вместе с тем, благодаря высокой селективности в сечениях таких реакций, которая особенно ярко проявляется при регистрации спонтанно делящихся ядер, можно было эффективно использовать для идентификации продуктов метод перекрестных реакций, исключая таким образом возможные источники фона.

Если в качестве мишени использовать изотопы Pb , как это было при синтезе ядер с $Z = 100, 102, 104$ и 106 , то реакции $Pb(^{55}Mn, xn)$ будут приводить к образованию нейтронодефицитных изотопов 107-го элемента с $N = 150 - 154$.

Эти ядра могут быть нестабильны по отношению как к α -распаду, так и спонтанному делению. Возможно, некоторые из них могут испытывать оба типа распада, что уже наблюдалось для нечетных изотопов с $Z = 104, 106$ и известного ядра $^{261}_{105}Ib$ /18/.

Данное обстоятельство осложняет положение, так как при α -распаде ядер 107-го элемента будут образовываться изотопы 105-го элемента с неизвестными свойствами, которые также могут испытывать как α -распад, так и спонтанное деление. Продуктами α -распада этих ядер будут неизвестные нейтронодефицитные изотопы элемента 103, для которых также нельзя заранее полностью исключить спонтанное деление.

Поэтому задача состояла в определении вероятности спонтанного деления ряда изотопов элементов 103, 105, 107, генетически связанных друг с другом цепочками α -распада.

Эксперименты по синтезу и изучению свойств этих изотопов проводились в ЛЯР ОИЯИ на 310-сантиметровом циклотроне в течение 1974-75 г.г. Результаты этих экспериментов частично опубликовались ранее /13, 19/.

ПОСТАНОВКА ОПЫТОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

В предыдущих работах изотопы элементов 100, 102, 104 и 106 были получены нами при облучении изотопов свинца ионами ^{40}Ar , ^{48}Ca , ^{50}Ti и ^{54}Cr . Поэтому естественным было и для синтеза элемента 107 использовать реакции $Pb + ^{55}Mn$ и $Bi + ^{54}Cr$. Были проведены расчеты для выбора наиболее выгодной комбинации

мишень — частица, приводящей к образованию ядер ^{107}I -го элемента. Сечения реакций рассчитывались с помощью метода, описанного ранее ^{/20/}. При этом использовались параметры, дающие наилучшее согласие с экспериментальными данными, полученными с ионами ^{40}Ar , ^{48}Ca , ^{50}Ti и ^{54}Cr ^{/9-14/ж}). Расчеты показали, что из всех возможных комбинаций, приводящих к образованию ^{107}I -го элемента, наибольшее сечение имеет реакция $^{209}\text{Bi} (^{54}\text{Cr}, 2n) ^{261}\text{I}^{107}$.

Однако даже в этом случае ожидаемое сечение образования ядра $^{261}\text{I}^{107}$ составляет около I нанобарна, а его время жизни по систематике — несколько миллисекунд ^{/21/}. Это предъявляло жесткие требования к чувствительности и экспрессности экспериментальной методики.

Для использования полной интенсивности пучка бомбардирующих ионов регистрирующее устройство располагалось внутри ускорительной камеры, что потребовало решения ряда вопросов, связанных с работой аппаратуры в условиях сильных магнитных полей и высокого вакуума. Схематически установка представлена на рис. I.

Пучок ионов падает по касательной на боковую поверхность вращающегося тонкостенного дюралюминиевого цилиндра диаметром 10 см, ось которого направлена вертикально вдоль магнитных силовых линий. Скорость вращения могла плавно варьироваться в широких пределах для измерения периодов полураспада в широком диапазоне. Максимальная скорость вращения составляла $5,6 \cdot 10^3$ об/мин.

На боковую поверхность цилиндра был нанесен слой вещества мишени (Bi , Pb , Te) толщиной 2-3 мг/см². Из-за малого угла входа пучка в мишень (по касательной к цилиндру) эффективно

ж) Аналогичным образом были получены и другие расчетные величины сечений (для изотопов ^{103}I и ^{105}I -го элементов), которые используются в данной работе.

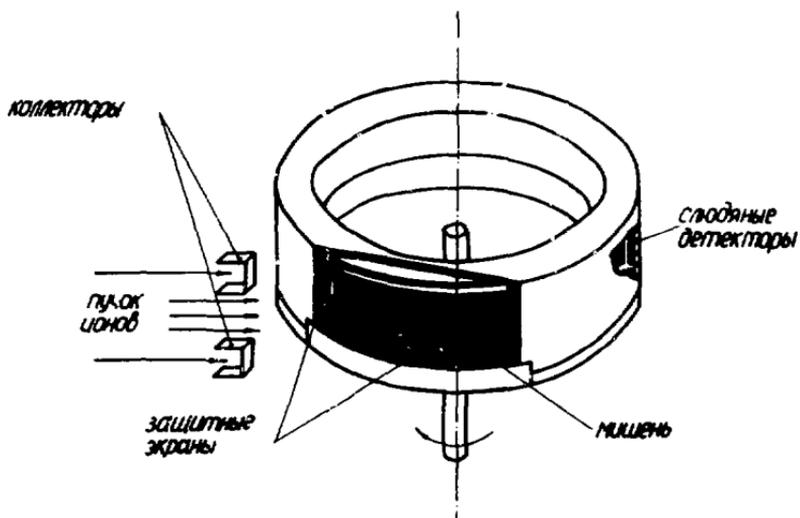


Рис. I. Схема экспериментальной установки.

работающий слой был в несколько раз толще и охватывал весь диапазон энергии ионов от максимальной (начальной) энергии падающего пучка до кулоновского барьера реакции. Вместе с тем толщина слоя, в котором располагались ядра отдачи, была существенно меньше пробега осколков, изотропно вылетающих из мишени. Поэтому ядра отдачи, испытывавшие спонтанное деление, могли быть зарегистрированы с эффективностью $\sim 50\%$.

Для регистрации осколков спонтанного деления использовались трековые детекторы из слюды-мусковит с содержанием урана и тория менее 10^{-6} г/г. Предварительно слюда подвергалась термической обработке с последующим длительным травлением для удаления фоновых треков от осколков спонтанного деления примеси урана, накопившихся за время, соответствующее геологическому возрасту слюды.

При работе на внутреннем пучке ускорителя мишень является наиболее ответственным узлом установки. Относительно низкое сечение образования изотопов 107-го элемента требует использования интерливного пучка бомбардирующих ионов. Вместе с тем уже при интенсивности 10^{12} ионов/сек энерговыделение в мишени составляет около 15 кВт/см^3 . Значительная доля этой мощности выделяется в легкоплавком материале ($\text{Bi}, \text{Pb}, \text{Te}$), что потребовало усиленного охлаждения быстро вращающейся мишени.

С этой целью применялось двухконтурное охлаждение, причем в качестве теплоносителя в первом контуре использовался жидкий металл (InGa -сплав), а во втором контуре — вода. Теплоотвод осуществлялся по валу цилиндра, погруженному в медный контейнер с жидким металлом; контейнер, в свою очередь, охлаждался водой. Такая конструкция позволяла проводить длительные эксперименты при интенсивности потока ионов $2 \cdot 10^{12}$ л/сек.

При использовании обогащенных изотопов ^{50}Ti , ^{54}Cr или ^{58}Fe применялась специально разработанная химическая процедура регенерации этих элементов из газоразрядной камеры ионного источника, эффективность которой составляла $\geq 95\%$.

Для достижения энергий, превышающих кулоновский барьер на Pb , Bi - мишенях, ионы ^{50}Ti , ^{51}V , ^{54}Cr и ^{55}Mn должны были быть ускорены с зарядом $Z_I = 8$, а ионы ^{58}Fe - с $Z_I = 9$. Ряд усовершенствований конструкции ионного источника позволил повысить, по сравнению с полученными ранее данными, интенсивность пучка 8-зарядных ионов до $(2-3) \cdot 10^{12}$ ионов/сек.

При ускорении ионов $^{54}\text{Cr}^{+8}$ ($Z_I/M = 0,1483$) предъявлялись дополнительные требования к чистоте вещества, помещаемого в источник ионов, в связи с возможным присутствием спутного пучка $^{27}\text{Al}^{+4}$ ($Z_I/M = 0,1482$). Это связано с тем, что при взаимодействии ионов ^{27}Al с ядрами Pb или Bi образуются нейтронодефицитные изотопы Am , испытывающие запаздывающее деление с $T_{1/2} \sim 1$ мин¹⁷¹ (деление изотопов Pu из возбужденных состояний после электронного захвата).

Сечение образования этих изотопов по наблюдаемым актам деления составляет $\sim 10^{-33} + 10^{-34}$ см², однако относительный выход 4-зарядных ионов ^{27}Al из ионного источника примерно в 10^3 раз больше выхода 8-зарядных ионов ^{54}Cr . Для исключения этого фона была разработана химическая методика очистки обогащенного ^{54}Cr от алюминия до уровня 10^{-5} г/г. Ввиду большой распространенности Al в условиях физической лаборатории потребовались специальные меры предосторожности и в последующих операциях при изготовлении образцов из очищенного хрома-54.

Интегральный поток ионов в каждом эксперименте определялся активационным способом. Во всех опытах на боковой поверхности цилиндра располагалась медная фольга, занимавшая 3% от полной площади мишени. После облучения спектр γ -излучения этой фольги измерялся в фиксированной геометрии на $Ge(Li)$ - γ -спектрометре. Таким же образом в каждом эксперименте с ионами хрома-54 контролировалось содержание ионов алюминия в пучке ионов хрома. При облучении ионами ^{54}Cr интегральный поток ионов определялся по выходу реакции $Cu + ^{54}Cr \rightarrow ^{III}In$ ($T_{1/2} = 2,8$ дн), а примесь ионов Al контролировалась по выходу реакции $Cu + ^{27}Al \rightarrow ^{87}Y$ ($T_{1/2} = 3,3$ дн).

Многие контрольные опыты показали, что аппаратный фон установки, связанный с чистотой конструкционных материалов, вещества мишени, спутательными лучками, фоном рассеянных ионов и т.д., не превышал уровня, при котором можно было уверенно регистрировать редкие эффекты, составлявшие I событие в сутки, что соответствовало сечению $\sim 10^{-35}$ см² (см. табл. II).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В 1969 году в опытах по синтезу 105-го элемента была также определена вероятность спонтанного деления ряда нейтронодефицитных изотопов элемента 103 с массовыми числами от 252 до 257, образующихся в реакциях $^{241,243}Am(16,18_0, 4-5n)^{252-257}103$ 22,23. Во всех указанных реакциях осколки деления не наблюдались; оценки верхних границ вероятности спонтанного деления составляют для изотопов с массой 252-253 около 1%, для более тяжелых ядер с массой 254 - 257 - около 0,1%. Поскольку согласно расчетам

Табл. I. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО СИНТЕЗУ ИЗОТОНОВ ЭЛЕМЕНТОВ I03, I05 и I07

Реакция	Составное ядро	Энергия ионов в л.с. (МэВ)	Интегральный поток ионов $\times 10^{17}$	Скорость вращения мишени (об/мин.)	Число треков	$T_{I/2}$ (сек)	Выход $\times 10^{-15}$	$\sigma_{\text{эскл. I)}$ $\times 10^{-34}$ см ²
I	2	3	4	5	6	7	8	9
<i>ест.</i> $Tl + {}^{50}Ti$	$253, 255_{I03}$	260	0,30	$6 \cdot 10^2$	7	равномерное распределение	0,6	
${}^{205}Tl + {}^{50}Ti$	255_{I03}	"-	0,22	2,3	8	>I	1,0	2
${}^{203}Tl + {}^{50}Ti$	253_{I03}	"-	0,48	4,6	5	>I	~ 0,3	~ 0,7
${}^{209}Bi + {}^{50}Ti$	259_{I05}	270	0,45	$4,5 \cdot 10^3$	53	равномерное распределение	3,2	8,3
			0,22	$6 \cdot 10^2$	27	"-	3,3	8,6
			0,28	2,3	29		3,1	8,1
${}^{208}Pb + {}^{51}V$	259_{I05}	270	1,5	2,3	29	$5,0^{+1,7}_{-1,1}$	0,6	1,6
${}^{205}Tl + {}^{54}Cr$	259_{I05}	280	1,1	2,3	14		0,4	1,1
${}^{207}Pb + {}^{51}V$	258_{I05}	270	2,2	2,3	37	$1,2^{+0,6}_{-0,3}$	~ 1,0	~ 3
${}^{206}Pb + {}^{51}V$	257_{I05}	270	1,6	4,6	9	>I	~ 0,16	~ 0,5

1) $\sigma_{\text{эскл}}$ - Сечение образования, определенное по выходу осколков спонтанного деления для эффективного слоя мишени, соответствующего потере энергии ионов 10 МэВ.

Продолжение табл. I

1	2	3	4	5	6	7	8	9
$^{209}\text{Bi} + ^{54}\text{Cr}$	$^{263}\text{I07}$	290	4,6	$2,8 \cdot 10^3$	8I	$\sim(1-2) \cdot 10^{-3}$	$\sim 0,3$ 2)	~ 1 2)
				$4,5 \cdot 10^3$				
			2,2	$5,6 \cdot 10^3$	25	равномерное распределение	0,32	1,0
				$1,4 \cdot 10^3$ 18				
1,4	2,3	19	$5+4$ -2					
$^{208}\text{Pb} + ^{55}\text{Mn}$	$^{263}\text{I07}$	290	2,2	$4,5 \cdot 10^3$	18		0,16	0,5

1) Треки, зарегистрированные в этих опытах после момента времени $T = 4$ мсек, обусловлены активностью с $T_{1/2} \approx 5$ сек.

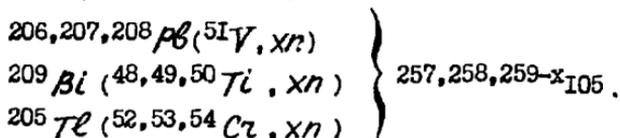
2) Оценка получена с учетом распада активности за время ее переноса к детектору.

сечения реакций $^{205}\text{Tl} (^{50}\text{Ti}, 2-3n)$ $^{252,253}\text{I}03$ должны быть в десятки раз больше, чем при облучении ^{241}Am ионами $\text{I}60$, эксперименты по поиску спонтанного деления изотопов $\text{I}03$ -го элемента были повторены с реакциями $\text{Tl} + ^{50}\text{Ti}$.

Результаты экспериментов представлены в таблице I. При облучении моноизотопной мишени из ^{205}Tl и мишени из таллия естественного изотопного содержания ($^{205}\text{Tl} \sim 70\%$) были зарегистрированы 15 треков осколков спонтанного деления, что соответствует сечению образования $2 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$. В опытах с мишенью из ^{203}Tl выход осколков был примерно втрое меньше.

Ожидаемый выход изотопов элемента $\text{I}03$ в реакциях с испусканием 2-х или 3-х нейтронов должен быть примерно в 100 раз выше наблюдаемого эффекта^{*)}. Отсюда можно определить верхнюю границу вероятности спонтанного деления, которая, по нашим оценкам, не превышает 2% для изотопов $^{252}\text{I}03$ и $^{253}\text{I}03$, что согласуется с полученными ранее данными ^{122/}.

Отсутствие заметной доли спонтанного деления у изотопов $\text{I}03$ -го элемента упростило проведение экспериментов по синтезу спонтанно делящихся ядер $\text{I}05$ -го элемента; последние могли быть получены в качестве продуктов реакций слияния при использовании следующих комбинаций мишень-частица:



^{*)} Наблюдаемые в этих экспериментах осколки могут быть обусловлены спонтанным делением четно-четных изотопов $^{250}\text{I}02$ и $^{252}\text{I}02$, образующихся в результате электронного захвата ядер $^{250}\text{I}03$ и $^{252}\text{I}03$. Вероятность этого процесса может составлять несколько процентов ^{121/}.

На основании расчета сечений этих реакций были выбраны следующие комбинации:

1) реакции $^{206,207,208}\text{Pb} + ^51\text{V}$, приводящие к образованию составных ядер с массой 257, 258 и 259;

2) реакции $^{209}\text{Bi} + ^50\text{Ti}$, $^{208}\text{Pb} + ^51\text{V}$ и $^{205}\text{Tl} + ^54\text{Cs}$, приводящие к образованию одного и того же составного ядра $^{259}\text{I05}$.

Опыты были начаты с реакции $^{209}\text{Bi} + ^50\text{Ti}$, для которой ожидалось максимальное сечение образования ядер I05-го элемента.

В этих опытах был обнаружен излучатель осколков спонтанного деления с $T_{1/2} = 5,6^{+4,0}_{-1,8}$ сек.^{*)} Затем были проведены эксперименты с реакциями $^{208}\text{Pb} + ^51\text{V}$ и $^{205}\text{Tl} + ^54\text{Cs}$. Хорошее согласие значений $T_{1/2}$, полученных для этих реакций, приводящих к одному и тому же составному ядру, позволяет сделать вывод о тождественности эффекта, наблюдаемого в этих опытах, и суммировать их результаты для более точного определения $T_{1/2}$. Суммарное временное распределение зарегистрированных треков показано на рис. 2. Анализ этого распределения дает значение $T_{1/2} = 5,0^{+1,7}_{-1,1}$ сек.

Значительный выход осколков спонтанного деления ($\sim 1 \cdot 10^{-15}$) наблюдался и в реакции $^{207}\text{Pb} + ^51\text{V}$, однако их временное распределение резко отличалось от наблюдавшегося в реакциях с образованием составного ядра $^{259}\text{I05}$ и соответствовало периоду полураспада $1,2^{+0,6}_{-0,3}$ сек. В реакции $^{206}\text{Pb} + ^51\text{V}$ выход осколков оказался существенно меньше ($\sim 1,5 \cdot 10^{-16}$). Было зарегистрировано всего 9 треков, временное распределение которых соответствовало активности с $T_{1/2} > 1$ сек.

Рассмотрим вопросы, связанные с идентификацией этих излучателей спонтанного деления и, в первую очередь, излучателя с

*) Здесь и далее величина периода полураспада оценивалась по методу максимального правдоподобия. Приведенные ошибки определяют интервал значений, включающий искомую величину с надежностью 90%.

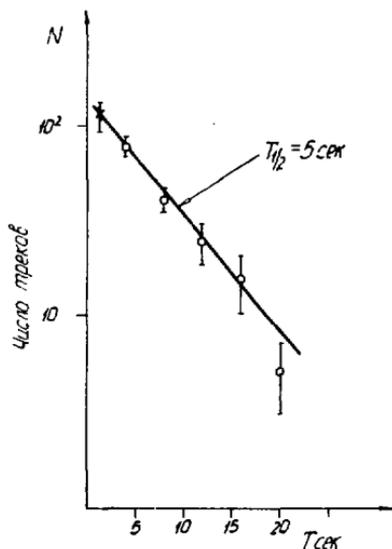


Рис. 2. Временное распределение трексв осколков спонтанного деления, зарегистрированных при облучении ^{209}Bi , ^{208}Pb , ^{205}Tl ионами ^{50}Ti , ^{51}V , ^{54}Cr соответственно при скорости вращения мишени 2,3 об/мин. По оси ординат - число трексв, зарегистрированных после времени, указанного по оси абсцисс. Первая точка (x) получена из опытов с реакцией $^{209}\text{Bi} + ^{50}\text{Ti}$ при более быстром вращении мишени.

$T_{1/2} \approx 5$ сек. С этой целью удобно было бы все известные излучатели спонтанного деления условно разделить на две группы:

1) ядра, испытывающие спонтанное деление из "возбужденных состояний" - спонтанно делящиеся изомеры и излучатели запаздывающего деления;

2) ядра, испытывающие спонтанное деление из основного состояния, к которым относятся все известные в настоящее время 50 изотопов от ^{238}U до $^{259}\text{I06}$.

Известные излучатели, относящиеся к I-й группе ядер, находятся в области $92 \leq Z \leq 98$. В отличие от излучателей запаздывающего деления, имеющих $T_{1/2} \geq 1$ мин, спонтанно делящиеся изомеры имеют малые времена жизни в диапазоне от 10^{-8} до 10^{-2} сек.

При облучении Bi , Pb и Tl ионами с $A_I > 40$ в "опасную" область ядер с $92 \leq Z \leq 98$ можно попасть лишь в результате глубоконеупругих реакций - передачи ядру-мишени от иона 20-40 нуклонов. При энергии ионов, превышающей кулоновский барьер реакций всего на 20-30 МэВ, как это имеет место в наших экспериментах, вероятность таких процессов мала. Кроме того, в процессе снятия энергии возбуждения до нескольких МэВ, при которых возможно спонтанное деление, основное количество ядер, образовавшихся в реакциях такого типа, мгновенно делится. И, наконец, из оставшихся ядер лишь 10^{-3} - 10^{-4} часть испытывает деление в качестве спонтанно делящегося изомера или излучателя запаздывающего деления. В результате выход осколков спонтанного деления, обусловленных каким-либо излучателем, относящимся к I-й группе, должен быть пренебрежимо малым. Результаты большого числа контрольных экспериментов с различными комбинациями мишень-ион, приведенные в табл. II, подтверждают такой вывод. Ни в одном из

Табл. II. РЕЗУЛЬТАТЫ КОНТРОЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Реакция	Энергия ионов в л.с., МэВ	Интеграл. поток ионов $\times 10^{17}$	$T_{\text{переноса}}$, сек	Верхняя граница выхода $\times 10^{-16}$
$^{205}\text{Te} + ^{45}\text{Sc}$	245	0,4	0,003	0,7
$^{209}\text{Bi} + ^{53}\text{Cr}$	290	0,3	0,001	1
$^{206}\text{Pb} + ^{55}\text{Mn}$	310	1,9	0,01	0,6
$^{206}\text{Pb} + ^{58}\text{Fe}$	315	0,7	0,004	0,4
$^{207}\text{Pb} + ^{58}\text{Fe}$	315	0,7	0,004	0,4
$^{208}\text{Pb} + ^{58}\text{Fe}$	315	1,6	0,03	0,2
$^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ti}$	265	0,7	4	1
$^{209}\text{Bi} + ^{48}\text{Ti}$	250	0,2	3	1
$^{206}\text{Pb} + ^{51}\text{V}$	275	0,8	5	0,4
$^{207}\text{Pb} + ^{51}\text{V}$	275	1,3	10	0,3
$^{208}\text{Pb} + ^{52}\text{Cr}$	280	1,5	5	0,5
$^{206}\text{Pb} + ^{54}\text{Cr}$	290	0,6	4	0,5
$^{207}\text{Pb} + ^{55}\text{Mn}$	310	0,4	3	0,7

ж)

$T_{\text{переноса}}$ - время переноса активности от зоны облучения к детекторам.

этих экспериментов не наблюдалось образование ^{242m}Am ($T_{1/2} = 14$ мсек) или какого-либо излучателя запаздывающего деления при чувствительности, соответствующей сечению $\sim 10^{-35}$ см², что на два порядка ниже сечения образования излучателя с $T_{1/2} \approx 5$ сек в реакции $^{209}\text{Bi} + ^{50}\text{Ti}$. Таким образом, можно сделать вывод о принадлежности излучателя с $T_{1/2} = 5$ сек к классу ядер, которые испытывают спонтанное деление из основного состояния.

Согласно систематике радиоактивных свойств трансурановых элементов спонтанное деление из основного состояния в секундном диапазоне периодов полураспада могут испытывать лишь ядра с $Z \geq 100$. Вместе с тем известно, что у изотопов нечетных элементов с $Z = 99, 101$ и 103 спонтанное деление не обнаружено, а среди возможных кандидатов с $Z = 100, 102$ и 104 нет излучателей спонтанного деления с $T_{1/2} \sim 5$ сек. Существенно также, что вероятность образования изотопов 104-го элемента в реакциях $^{209}\text{Bi} (^{50}\text{Ti}, pXn)^{258-X}\text{Ku}$, как будет показано ниже, пренебрежимо мала по сравнению с реакцией $^{209}\text{Bi} (^{50}\text{Ti}, Xn)^{259-X}\text{I05}$.

Проведенный выше анализ данных с учетом результатов контрольных экспериментов приводит к заключению о том, что излучатель с $T_{1/2} \approx 5$ сек является изотопом 105-го элемента. Поскольку он образуется во всех трех комбинациях мишень-ион, где слияние ядер дает составное ядро с массой 259, и отсутствует в реакции $^{207}\text{Pb} + ^{51}\text{V} \rightarrow ^{258}\text{I05}$, можно предположить, что массовое число этого изотопа — 257.

Этот вывод подтверждается количественным анализом соотношений сечений реакций в различных комбинациях мишень-ион. Известно, что сечение реакции с испусканием X-нейтронов определяется выражением

$$\sigma_{xn}(E) \sim \sigma_0(E) P_{xn}(E) \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)^x,$$

где $\sigma_0(E)$ – сечение образования составного ядра с данной энергией возбуждения E , P_{xn} – вероятность эмиссии X -нейтронов из составного ядра и Γ_n/Γ_f – отношение нейтронной и делительной ширин.

Ввиду того, что в интересующей нас области тяжелых ядер $\Gamma_n/\Gamma_f \sim 1/100$, величина σ_{xn} должна существенно возрасти с уменьшением X . Однако по мере уменьшения энергии ионов вблизи кулоновского барьера будет резко уменьшаться сечение образования составного ядра $\sigma_0(E)$, что приведет к столь же резкому уменьшению σ_{xn} при малых X . Поэтому абсолютное значение σ_{xn} оказывается сильно зависящим от минимальной энергии возбуждения составного ядра, которая определяется лишь величиной кулоновского барьера и дефектом масс ядер: $E_{\text{мин}} = V_{\text{кул}} + Q$. Наиболее сильная зависимость $\sigma_{xn}(E_{\text{мин}})$ будет наблюдаться для малых X .

Величину $E_{\text{мин}}$ можно изменять выбором различных парных комбинаций мишень – ион, приводящих к образованию одного и того же составного ядра. При этом изменение σ_{xn} в I-ом приближении будет зависеть лишь от изменения минимальной энергии возбуждения $\Delta E_{\text{мин}}$. Входящая в $\Delta E_{\text{мин}}$ величина ΔQ определяется массами участвующих в реакции ядер, а величину $\Delta V_{\text{кул}}$ можно взять из анализа последних экспериментальных данных, полученных с ионами ^{40}Ar , $^{48,49,50}\text{Ti}$, $^{52,53,54}\text{Cr}$. Так, например, минимальная энергия возбуждения составного ядра $^{259}\text{I}05$, образуемого в реакции $^{209}\text{Bi} + ^{50}\text{Ti}$, составляет 17 МэВ. Для этого же ядра в комбинации $^{208}\text{Pb} + ^{51}\text{V}$ $E_{\text{мин}} = 19$ МэВ. Изменение $\Delta E_{\text{мин}} = 2$ МэВ

должно приводить к изменению сечения в 10; 4,5; 1,5 и 1,2 раза при $X = 1, 2, 3$ и 4 соответственно. Экспериментально определенное значение этого отношения составляет $5,2 \pm 1,5$, что хорошо согласуется с расчетным отношением для реакции с испусканием 2-х нейтронов. Примерно такое же согласие наблюдается и в парных комбинациях, в которые входит реакция $^{205}\text{Pb} + ^{54}\text{Cr}$.

Таким образом, из совокупности этих данных также следует, что во всех трех комбинациях образуется новый изотоп $^{257}\text{I05}$ ($N = 152$). Ввиду того, что при электронном захвате этого ядра образуется изотоп $^{257}\text{I04}^{24}$, а при альфа-распаде - $^{253}\text{I03}$, которые, как установлено, не испытывают спонтанного деления, все наблюдаемые в опыте осколки следует отнести к спонтанному делению $^{257}\text{I05}$.

Из сопоставления расчетного значения сечения реакции $^{209}\text{Bi} (^{50}\text{Ti}, 2n)$ с экспериментально установленным по спонтанному делению сечением образования изотопа $^{257}\text{I05}$ можно сделать вывод, что ветвь на спонтанное деление у этого ядра составляет около 20%. Представляет интерес и другой неизвестный

ранее излучатель с $T_{1/2} \sim 1,2$ сек. Не исключено, что эта активность также связана с распадом еще одного нового изотопа I05-го элемента, однако его идентификация требует дополнительных экспериментов.

Эти результаты позволили еще раз подойти к выбору оптимальной комбинации для синтеза нового элемента с атомным номером I07. Исходя из экспериментальных значений сечений образования и свойств изотопа $^{257}\text{I05}$, можно указать, что из всех возможных реакций синтеза ядер I07-го элемента оптимальной является $^{209}\text{Bi} (^{54}\text{Cr}, 2n)^{261}\text{I07}$ в силу следующих обстоятельств.

Расчеты показывают, что в этом случае ожидается максимальное сечение образования конечного ядра в основном состоянии. С другой стороны, если ядра $^{261}_{107}$ испытывают спонтанное деление, то они могут быть зарегистрированы с помощью описанной выше методики. Если они испытывают α -распад, то это будет приводить к образованию дочерних ядер $^{257}_{105}$, свойства которых теперь известны: спонтанное деление с $T_{1/2} = 5$ сек. Поэтому независимо от типа распада изотопа $^{261}_{107}$ в эксперименте должны наблюдаться осколки спонтанного деления.

В первых опытах с реакцией $^{209}_{83}\text{Bi} + ^{54}_{20}\text{Cr}$ (энергия ионов - 290 МэВ) при скоростях вращения $1,4 \cdot 10^3$ и 18 об/мин было зарегистрировано 25 треков осколков спонтанного деления, равномерно распределенных по длине детектора. Распад активности удалось наблюдать при скорости вращения 2,3 об/мин. В этих опытах было зарегистрировано 19 треков осколков спонтанного деления, временное распределение которых соответствовало периоду полураспада 5^{+4}_{-2} сек. Выход излучателя с $T_{1/2} \sim 5$ сек в реакции $^{209}_{83}\text{Bi} + ^{54}_{20}\text{Cr}$ составляет $3 \cdot 10^{-16}$.

Согласно систематике α -радиоактивных свойств трансфермиевых элементов, представленных на рис. 3, ожидаемый период полураспада ядер элемента 107 с $N = 153-154$ находится в области миллисекунд, и поэтому маловероятно, что наблюдаемый излучатель является изотопом с $Z = 107$.

Вместе с тем спонтанное деление с $T_{1/2} \sim 5$ сек нельзя отнести также к изотопам 106-го элемента (или продуктам их радиоактивного распада). Как показали измерения функции возбуждения $(NI, \rho x n)$ -реакции для трансфермиевых составных ядер, процесс испускания протона имеет равновесный, статистический характер^{/25/}.

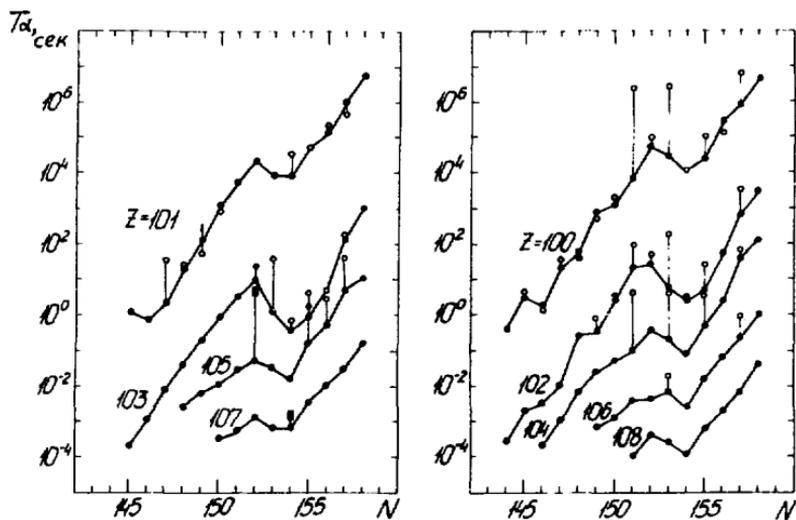


Рис. 3. α - радиоактивные свойства изотопов трансфермиевых элементов. По оси ординат - парциальные периоды T_{α} относительно α -распада, по оси абсцисс - число нейтронов. (●) - значения T_{α} по систематике /21/ без учета запрета вследствие нечетности; (○) - известные экспериментальные данные; (■) - данные настоящей работы.

При этом большой кулоновский барьер должен сильно уменьшить вероятность испарения заряженных частиц. Действительно, эксперименты показали, что даже в случае высоковозбужденных составных ядер, образующихся в реакциях с ионами O и Ne , эмиссия протона в десятки и сотни раз менее вероятна, чем испарение нейтрона $^{126}/$. Еще более сильным должен быть запрет на испускание заряженных частиц в нашем случае, когда образуются слабозбужденные составные ядра. Это подтверждается и в наших экспериментах. Так, при облучении ^{205}Tl ионами ^{50}Ti в реакции с испусканием протона и 2-х нейтронов мог образовываться изотоп $^{252}I_{02}$, испытывающий спонтанное деление в 30% случаев. Однако из этого опыта может быть установлена лишь верхняя граница сечения такой реакции $\sim 6 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$, что примерно в 30 раз ниже расчетного значения сечения реакций $^{205}Tl(^{50}Ti, 2-3n)^{252,253}I_{03}$. Из опытов с реакцией $^{209}Bi + ^{50}Ti$ следует, что сечение реакции $^{209}Bi(^{50}Ti, p2n)^{256}Ku$ ($T_{1/2} \approx 5$ мсек) не превышает $2 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$, что более чем в 20 раз ниже сечения реакции $^{209}Bi(^{50}Ti, 2n)^{257}I_{05}$ ($T_{1/2} \approx 5$ сек).

Таким образом, реакции $^{209}Bi(^{54}Cr, pxn)^{262-x}I_{06}$ должны иметь пренебрежимо малые сечения.

Поскольку величины периодов полураспада излучателя спонтанного деления с $T_{1/2} \sim 5$ сек и синтезированного ранее изотопа $^{257}I_{05}$ совпадают в пределах экспериментальной погрешности, наиболее вероятным является предположение о том, что при облучении ^{209}Bi ионами ^{54}Cr образуется изотоп $^{257}I_{05}$. В этом случае изотоп $^{257}I_{05}$ принципиально может образоваться лишь двумя способами: либо как конечный продукт реакции с вылетом α -частицы и двух нейтронов - $^{209}Bi(^{54}Cr, \alpha 2n)^{257}I_{05}$; либо в качестве дочернего ядра после α -распада изотопа $^{261}I_{07}$, который образу-

ется в реакции $^{209}\text{Bi} (^{54}\text{Cr}, 2n) ^{261}\text{I}07$. Вопрос о том, какой из этих двух каналов является наиболее вероятным, определяется, по существу, отношением сечений реакций $\frac{\sigma(\text{HI}, 2n)}{\sigma(\text{HI}, \alpha 2n)}$.

Как отмечалось выше, высокий кулоновский барьер (~ 30 МэВ для α -частицы в ядре $^{263}\text{I}07$) делает вероятность испарения заряженных частиц, в том числе и α -частиц, пренебрежимо малой сравнительно с вероятностью испарения нейтронов. Однако в отличие от реакций (HI, p, xn) при облучении тяжелых мишеней легкими ионами типа ^{12}C с большой вероятностью осуществляются реакции (HI, α, xn) , сопровождающиеся вылетом прямых α -частиц ^{127/}. Экспериментальные данные хорошо объясняются механизмом, который предполагает захват комплекса нуклонов, в то время как оставшаяся от бомбардирующего иона α -частица улетает со скоростью, слегка отличающейся от начальной вследствие разрыва связи α -частицы с комплексом ^{128/}.

Таким образом, сравнительно большой выход реакций (HI, α, xn) в данном случае объясняется резко выраженной α -частичной структурой легких ядер типа ^{12}C . Хорошо известно, что α -частичная структура быстро исчезает с ростом массы иона, что должно приводить к уменьшению вероятности реакций с вылетом прямых α -частиц. Так, например, если для ионов ^{12}C сечения реакций (HI, α, xn) превосходят сечения реакций (HI, xn) , то уже для ионов Ne соотношение резко изменяется в пользу реакций (HI, xn) ^{122/}. Можно ожидать, что для реакций с образованием трансформированных составных ядер при облучении Pb или Bi ионами типа ^{50}Ti или ^{54}Cr вероятность вылета α -частицы будет малой сравнительно с вероятностью испарения нейтрона. Такое предположение подтверждается экспериментальными результатами. Так, измеренное нами отношение выходов реакций $^{206}\text{Pb} (^{40}\text{Ar}, 2n) ^{244}\text{Fm}$ и $^{205}\text{Tl} (^{45}\text{Sc}, \alpha 2n) ^{244}\text{Fm}$

превышает $2 \cdot 10^2$. Эксперименты по облучению мишеней из изотопов $^{204}, ^{206}, ^{207}, ^{208}Pb$ ионами ^{48}Ca показывают, что отношение выходов реакции с испарением 2-х нейтронов и реакции ($^{48}Ca, \alpha 2n$) также составляет величину $\sim 10^{2/11}$.

Из этого следует, что образование изотопа $^{257}I_{07}$ в реакции $^{209}Bi + ^{54}Cr$ происходит в результате α -распада материнского ядра $^{261}I_{07}$. Этот вывод подтверждается при сопоставлении выходов осколков спонтанного деления в реакциях $^{209}Bi + ^{54}Cr$ и $^{208}Pb + ^{55}Mn$. Расчетная величина отношения сечений реакций полного слияния с испарением двух нейтронов из составного ядра $^{263}I_{07}$ в этих комбинациях мишень-ион составляет 2,8; экспериментальное значение отношения выходов равно 3 ± 1 .

Таким образом, все осколки спонтанного деления, зарегистрированные в этой серии опытов ($T_{переноса} \geq 4$ мсек^{*}), могут быть отнесены к изотопу $^{257}I_{05}$, который образуется в результате α -распада ядер $^{261}I_{07}$. Из данного заключения следует важный вывод: нейтронодефицитные ядра $^{261}I_{07}$ ($Z^2/A \approx 44$) в основной доле случаев испытывают α -распад.

Естественно было попытаться обнаружить непосредственно спонтанное деление самого ядра $^{261}I_{07}$.

Ожидаемый из систематики период α -распада изотопа $^{261}I_{07}$ составляет без учета запрета вследствие нечетности $\sim 0,5$ мсек^{/21/}. С другой стороны, экспериментально было показано, что все осколки спонтанного деления в области $T > 4$ мсек обусловлены изотопом $^{257}I_{05}$ с $T_{1/2} \approx 5$ сек. Логично было предположить, что период полураспада $^{261}I_{07}$ меньше 4 мсек.

* При $\omega = 1,4 \cdot 10^3$ об/мин $T_{переноса}$ составляет 4 мсек.

Были предприняты облучения Bi ионами ^{54}Cr при скоростях вращения $2,8 \cdot 10^3$; $4,5 \cdot 10^3$ и $5,6 \cdot 10^3$ об/мин, что соответствовало сокращению времени переноса до 1 мсек. В этих опытах при интегральном потоке $4, 6 \cdot 10^{17}$ ионов и общем числе зарегистрированных треков 81 было обнаружено заметное увеличение выхода осколков, зарегистрированных при $T < 4$ мсек, свидетельствующее об образовании другого спонтанно делящегося излучателя с $T_{1/2} < 4$ мсек. Суммарное временное распределение треков, зарегистрированных в этих опытах, представлено на рис. 4. Надежность заключения о том, что в реакции $^{209}Bi + ^{54}Cr$, помимо излучателя с $T_{1/2} \sim 5$ сек, образуется другой, более короткоживущий излучатель, превышает 99%. Период полураспада этого излучателя составляет, по нашим оценкам, $\sim 1 - 2$ мсек.

В опытах с реакцией $^{208}Pb + ^{55}Mn$ при скорости вращения мишени $4,5 \cdot 10^3$ об/мин и интегральном потоке $2,2 \cdot 10^{17}$ ионов было зарегистрировано 13 треков осколков спонтанного деления, из временного распределения которых можно сделать качественный вывод о том, что оба излучателя образуются в реакции $^{208}Pb + ^{55}Mn$ примерно в таком же соотношении, как и в реакции $^{209}Bi + ^{54}Cr$.

В реакции $^{205}Tl + ^{58}Fe$ при $\omega = 4,5 \cdot 10^3$ об/мин и интегральном потоке $0,7 \cdot 10^{17}$ ионов было зарегистрировано всего 2 трека осколков, что соответствует ожидаемому выходу $1 \cdot 10^{-16}$. В опыте с реакцией $^{209}Bi + ^{53}Cr$ при скорости вращения $4,5 \cdot 10^3$ об/мин эффект не наблюдался, что позволяет установить верхнюю границу выхода спонтанно делящихся продуктов: $1 \cdot 10^{-16}$.

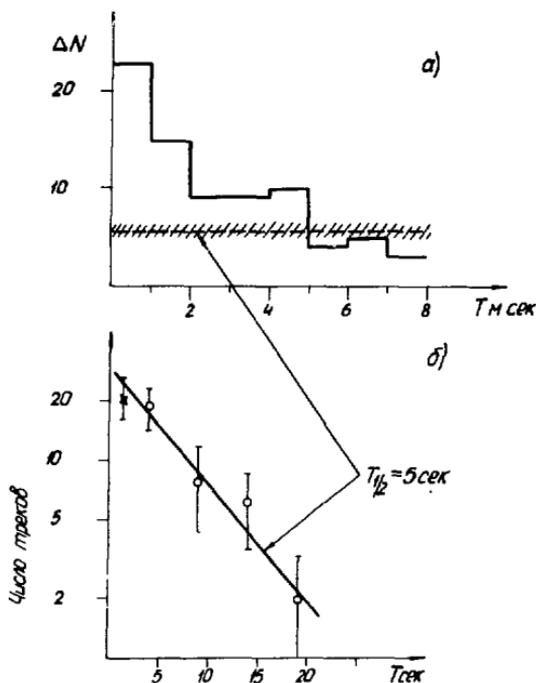


Рис. 4. а) Временное распределение треков осколков спонтанного деления, зарегистрированных в реакциях $^{203}\text{Bi} + ^{54}\text{Cr}$ и $^{208}\text{Pb} + ^{55}\text{Mn}$ при быстром вращении мишени ($\omega = 2,8 \cdot 10^3$; $4,5 \cdot 10^3$; $5,6 \cdot 10^3$ об/мин). По оси ординат - число треков в интервале $\Delta T = 1$ мсек. Заштрихованная полоса показывает уровень эффекта, обусловленного активностью с $T_{1/2} \approx 5$ сек, определенный из опытов с более медленным вращением.

б) Временное распределение треков осколков спонтанного деления, зарегистрированных в реакции $^{203}\text{Bi} + ^{54}\text{Cr}$ при медленном вращении ($\omega = 2,3$ об/мин). По оси ординат - число треков, зарегистрированных после времени, указанного по оси абсцисс. Первая точка (x) получена из опытов с более быстрым вращением ($\omega = 18$; $1,4 \cdot 10^3$ об/мин).

При облучении ^{209}Bi ионами ^{50}Tl спонтанно делящийся излучатель с $T_{1/2} \sim 1 - 2$ мсек не наблюдается и все треки осколков, зарегистрированные в этом опыте при скорости вращения 4,5 т.об/мин, связаны с образованием изотопа $^{257}\text{I05}$ (см. табл. I).

Таким образом, из сопоставления данных, полученных в различных комбинациях взаимодействующих ядер при различных скоростях вращения мишеней, а также результатов контрольных экспериментов, нам представляется, что наблюдаемые в реакции $^{209}\text{Bi} + ^{54}\text{Cr}$ активности с периодами полураспада 1 - 2 мсек и 5 сек связаны с изотопом $^{261}\text{I07}$.

Выходы осколков с $T_{1/2} \sim 1 - 2$ мсек и $T_{1/2} \sim 5$ сек примерно одинаковы и соответствуют сечению около 0,1 нанобарна. Поскольку ветвь на спонтанное деление $^{257}\text{I05}$ составляет около 20%, можно прийти к заключению о том, что изотоп $^{261}\text{I07}$ также в основной доле случаев испытывает α -распад с $T_{1/2} \sim 1 - 2$ мсек, а его парциальный период полураспада относительно спонтанного деления составляет около 0,01 сек.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Показано, что нейтронодефицитные изотопы 103-го элемента с массой 252-253 - продукты реакций $^{205}\text{Tl} (^{50}\text{Tl}, 2-3n)$ - с подавляющей вероятностью испытывают α -распад. Парциальный период спонтанного деления для этих изотопов превышает 10^2 сек.

2. При облучении ^{209}Bi ионами ^{50}Tl синтезирован излучатель спонтанного деления с $T_{1/2} = 5$ сек, который был получен также в реакциях $^{208}\text{Pb} + ^{51}\text{V}$ и $^{205}\text{Tl} + ^{54}\text{Cr}$, приводящих к образованию составного ядра $^{259}\text{I05}$. Из соотношения сечений

этих реакций, результатов контрольных опытов и перекрестных реакций делается заключение о том, что спонтанное деление с $T_{1/2} = 5$ сек обусловлено распадом нового изотопа 105-го элемента с массой 257. По оценкам, вероятность спонтанного деления $^{257}\text{I}05$ — около 20%, и поэтому парциальный период спонтанного деления этого изотопа составляет $\sim 0,4$ мин.

3. В реакции $^{209}\text{Bi} + ^{54}\text{Cr}$ наблюдается образование ядер, испытывающих спонтанное деление с периодами полураспада $\sim 1-2$ мсек и 5 сек. Величины периодов полураспада долгоживущего излучателя и изотопа $^{257}\text{I}05$ совпадают.

Наиболее вероятное объяснение всей совокупности экспериментальных данных состоит в том, что обе активности обусловлены распадом изотопа $^{261}\text{I}07$, который образуется в результате ядерной реакции $^{209}\text{Bi} (^{54}\text{Cr}, 2n)^{261}\text{I}07$. Этот изотоп преимущественно испытывает α -распад с $T_{1/2} \sim 1-2$ мсек, который сопровождается наблюдаемым в опыте спонтанным делением; в то время как спонтанное деление с $T_{1/2} \approx 5$ сек принадлежит дочернему ядру $^{257}\text{I}05$, образуемому после α -распада изотопа $^{261}\text{I}07$ (рис. 5).

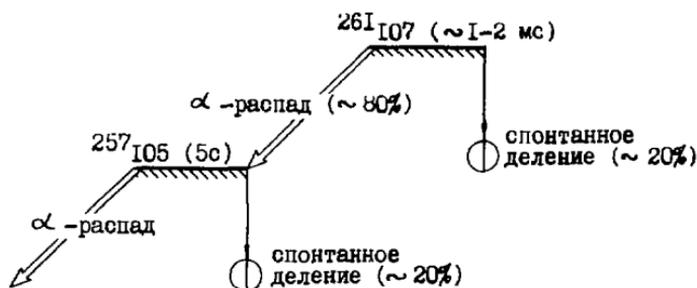


Рис. 5. Свойства изотопа $^{261}\text{I}07$.

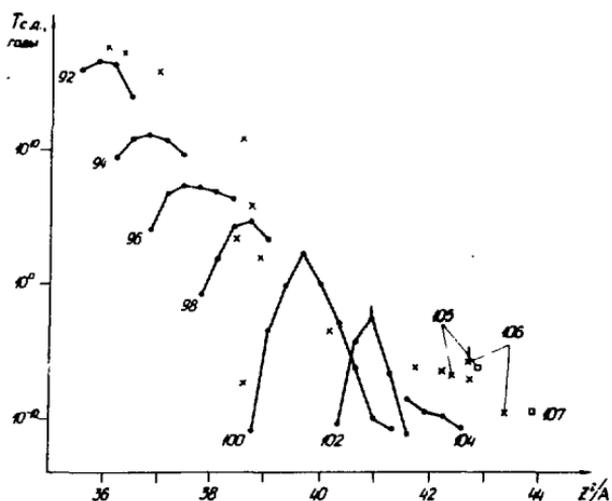


Рис. 6. Периоды полураспада тяжелых ядер относительно спонтанного деления $T_{с.д.}$. (•) - четно-четные ядра; (x) - нечетные ядра; (□) - данные настоящей работы.

Интересно сопоставить новые данные с известными свойствами трансформированных ядер. Как видно из рис. 3, парциальные периоды $T_{с.д.}$ изотопов $^{257}\text{I}05$ и $^{261}\text{I}07$ удовлетворительно согласуются с систематикой в предположении разумных значений факторов запрета вследствие нечетности этих ядер. Значительно сложнее ситуация с временами жизни тяжелых ядер относительно спонтанного деления $T_{с.д.}$

На рис. 6 представлены известные экспериментальные значения $T_{с.д.}$ спонтанно делящихся ядер с $92 \leq Z \leq 107$. Резкое уменьшение

$T_{с.д.}$ с ростом атомного номера в области $U-Fm$ являлось основой различных экстраполяций в область трансфермиевых ядер. Предполагалось также, что сложная зависимость $T_{с.д.}$ от числа нейтронов (стабилизирующее влияние оболочечки $N = 152$, которое четко проявляется при $Z = 100, 102$) сохраняется и для ядер с $Z \geq 104$ ^{/24/}. Однако экспериментальные значения $T_{с.д.}$ ядер с $104 \leq Z \leq 107$ сильно отличаются от этих предсказаний.

Традиционный способ представления данных о временах жизни $T_{с.д.}$ в зависимости от параметра делимости Z^2/A позволяет, несмотря на сильные нерегулярности, выявить тенденцию к замедлению падения значений $T_{с.д.}$ с ростом Z^2/A , которая становится более явной при добавлении последних данных для ядер с $Z = 105, 106, 107$. Для изотопа $^{261}107$ значение $T_{с.д.}$ на 10 или более порядков превосходит величину, которую можно было бы ожидать из подобных экстраполяций, и такое различие, на наш взгляд, не может объясняться запретом вследствие нечетности.

По нашему мнению, вся совокупность имеющихся данных (структурные особенности в зависимости $T_{с.д.}$ от N при $Z \leq 102$, скачкообразное изменение характера этой зависимости при переходе от $Z = 102$ к $Z = 104$, тенденция к замедлению падения величин $T_{с.д.}$ с ростом Z^2/A и сравнительно слабое изменение $T_{с.д.}$ при $104 \leq Z \leq 107$) может объясняться определяющим влиянием оболочечных эффектов на стабильность трансфермиевых ядер относительно спонтанного деления. Весьма важно было бы получить количественную интерпретацию экспериментальных данных в рамках тех же теоретических концепций, которые используются для расчетов стабильности сверхтяжелых ядер, и в этом отношении интересен подход, развиваемый в работах Рандрупа и др.^{/29/}. Из представленных этими

авторами результатов расчета для четно-четных тяжелых ядер можно оценить значение $T_{с.д.}$ изотопа $^{261}\text{I}07$ ($\sim 10^{-6}$ сек), которое при разумных предположениях относительно величины запрета вследствие нечетности ($\sim 10^4$) согласуется с полученным нами значением.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Н.В.Пронину, Ю.П.Третьякову и коллективу группы эксплуатации ускорителя У-300 за большую работу по получению интенсивных пучков ионов *Ti*, *Cz*, *Mn*; Ю.С.Короткину и В.Ю.Хинчагашвили за химическую регенерацию обогащенных изотопов; В.Б.Злоказову, К.И.Меркиной и Т.И.Рыбаковой за помощь в обработке экспериментальных результатов.

Авторы весьма признательны сотрудникам Госфонда изотопов за содействие в обеспечении наших экспериментов необходимыми обогащенными изотопами.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.А.Петржак, Г.Н.Флеров. ЖЭТФ, 10, 1013 (1940).
2. В.М.Струтинский. ЯФ, 3, 614 (1966);
Nucl.Phys., A95(1967)420, A122(1968)1.
3. M.Brack, Jens Dangaard, A.S.Jensen, H.C.Pauli, V.M.Strutinsky, C.Y.Wong. Revs.Mod.Phys., 44, 320(1972).
4. A.Michaudon. Adv.Nucl.Phys., 6, 1(1973).
5. B.B.Back, H.C.Britt, Ole Hansen, B.Leroux, J.D.Garret.
Phys.Rev., C10, 1948(1974); B.B.Back, Ole Hansen, H.C.Britt, J.D.Garrett. Phys.Rev., C9, 1924(1974).

6. С.М.Поликанов. УФН, 94, 43 (1968); УФН, 107, 685 (1972);
H.J.Specht. *Revs.Mod.Phys.*, 46, 773(1974).
7. В.И.Кузнецов, Н.К.Скобелев, Г.Н.Флеров. ЯФ, 5, 271, 1136 (1967).
8. B.R.Mottelson, S.G.Nilsson. *Mat.-Fys.Skr.Dan.Vid.Selsk.*,
1, 105(1959);
H.Meldner. *Proc. Intern. Symp. "Why and How Should We Investigate Nuclides far off the Stability Line"*, Lysekil, Sweden (August 1966);
A.Sobiczewski, F.A.Gareev, B.N.Kalinkin. *Phys.Lett.*, 22, 500(1966).
9. Yu.Oganessian, A.S.Iljinov, A.G.Demin, S.P.Tretyakova.
Nucl.Phys., A239, 353(1975).
10. Yu.Ts.Oganessian, A.G.Demin, A.S.Iljinov, S.P.Tretyakova,
A.A.Pleve, Yu.E.Penionzhkevich, M.P.Ivanov and Yu.P.Tretyakov.
JINR Preprint D7-8224, 1974; *Nucl.Phys.*, A239, 157(1975).
11. Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян, А.А.Плеве, Н.В.Прокин, Ю.П.Третьяков.
Препринт ОИЯИ, Д7-9555, Дубна, 1976.
12. V.I.Chepigina, G.N.Flerov, A.S.Iljinov, Yu.Ts.Oganessian,
O.A.Orlova, G.S.Popeko, B.V.Shilov, G.M.Ter-Akopyan, S.P.Tretyakova.
JINR Preprint, E15-9064; *Nucl.Phys.*, A255, 509(1975).
13. Ю.Ц.Оганесян. Доклад на Международной школе-семинаре по взаимодействию тяжелых ионов с ядрами и синтезу новых элементов.
Дубна, 23 сентября - 4 октября 1975 г., ОИЯИ, Д7-9734, Дубна, 1976.
14. Ю.Ц.Оганесян, Ю.П.Третьяков, А.С.Ильинов, А.Г.Демин, А.А.Плеве,
С.П.Третьякова, В.М.Плотко, М.П.Иванов, Н.А.Данилов, Ю.С.Короткин,
Г.Н.Флеров. Письма в ЖЭТФ, 20, 580 (1974).
15. A.Ghiorso and T.Sikkeland. *Physics Today*, 20, # 9, 25(1967);
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.

16. Г.Н.Флеров, В.А.Друин, Г.В.Букланов, Б.А.Загер, М.А.Лазарев, Ю.В.Лобанов, А.С.Паскиж, В.М.Плотко, С.П.Третьякова. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, 11-17 февраля 1971. Сборник ОИЯИ, Д7-5769, 148 (1971).
17. J.M.Nitschke. The 3rd Intern.Conf. on Nuclei far from Stability, 19-26 May 1976, Sargèse, Corsica(France).
18. Г.Н.Флеров, Ю.А.Лазарев, Ю.В.Лобанов, Ю.Ц.Оганесян, С.П.Третьякова. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, 11-17 февраля 1971. Сборник ОИЯИ, Д7-5769, 125 (1971); Nucl.Phys., A160, 181(1971).
19. Ю.Ц.Оганесян, А.Г.Демин, Н.А.Данилов, М.И.Иванов, А.С.Ильинов, Н.Н.Колесников, Б.Н.Марков, В.М.Плотко, С.П.Третьякова, Г.Н.Флеров. Письма в ЖЭТФ, 23, 306 (1976).
20. А.С.Ильинов, Сообщение ОИЯИ, Р7-7108, Дубна, 1973.
21. Н.Н.Колесников, А.Г.Демин. Сообщение ОИЯИ, Р6-9421, Дубна, 1975.
22. Yu.Cs.Oganessian. Soviet Science Review, 3, 23(1972).
23. Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, М.А.Лазарев, С.П.Третьякова, И.В.Колесов, В.М.Плотко. АЭ 29, 243 (1970); Nucl. Phys., A160, 181(1971).
24. A.Ghiorso, M.Nurmia, J.Harris, K.Eskola and P.Eskola. Phys. Rev. Lett., 22, 1317(1969).
25. В.А.Друин. Nucleonika , том УП, № 7-9, 473 (1962).
26. Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, С.П.Третьякова, Ю.А.Лазарев, И.В.Колесов, К.А.Гаврилов, В.М.Плотко, М.В.Полубояринов. АЭ, 28, 393 (1970).
27. T.Sikkeland, N.H.Shafrir, N.Trautmann. Phys. Lett., 42B, 201(1972).

28. R.L.Hahn, P.F.Dittner, K.S.Toth and O.L.Keller.
Phys. Rev., C10, 1889(1974).
29. J.Randrup, C.F.Tsang, P.Möller, S.G.Nilsson, S.E.Larsson.
Nucl.Phys., A217, 221(1973);
J.Randrup, S.E.Larsson, P.Möller, S.G.Nilsson, K.Pomorski,
A.Sobiczewski. Phys.Rev., C13, no.1, 229(1976).

Рукопись поступила в издательский отдел
II июня 1976 года