

10. Э. Хайд, И. Перлман, Г. Сиборг. Трансурановые элементы. М., Атомиздат, 1967.  
 11. Б. С. Дзелепов, Л. К. Пекер, В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1963.  
 12. J. Milsted, P. Fields, D. Metta. ANL-6756, 1963.  
 13. V. Viola, G. Seaborg. J. Inorg. Nucl. Chim., 28, 741 (1966).  
 14. A. Cameron et al. Can. J. Phys., 44, 151 (1966).

## Идентификация элементов 102 и 104 с помощью коллимационного метода

Ю. Ц. ОГАНЕСЯН, Ю. В. ЛОБАНОВ, С. П. ТРЕТЬЯКОВА, Ю. А. ЛАЗАРЕВ,  
 И. В. КОЛЕСОВ, К. А. ГАВРИЛОВ,  
 В. М. ПЛОТКО, Ю. В. ПОЛУБОЯРИНОВ

УДК 533.061:546.799

Хорошо известно, что спонтанное деление является одним из основных свойств, определяющих стабильность тяжелых ядер. Вместе с тем теоретическое описание процесса спонтанного деления связано с большими трудностями, поэтому предсказания времени жизни ядер по отношению к этому типу распада весьма неопределенны. Однако большой экспериментальный материал, накопленный за последние 30 лет, позволяет построить полуэмпирическую систематику, представленную на рис. 1.

Из анализа данных, приведенных на этом рисунке, следует, что при продвижении от урана в сторону больших  $Z$  время жизни ядер по отношению к спонтанному делению уменьшается значительно быстрее, чем по отношению к  $\alpha$ -распаду. Поэтому можно ожидать, что стабильность четно-четных ядер с  $Z > 102$  будет определяться, по всей вероятности, их временем жизни относительно спонтанного деления. В случае деления нечетных ядер запреты равны  $\sim 10^2 - 10^3$ .

Исходя из этого, можно было предположить, что четно-четный изотоп  $104^{260}$  должен испытывать в основном спонтанное деление, так как из простой экстраполяции свойств следовало, что время жизни его по отношению к спонтанному делению должно лежать в интервале  $10^{-3} - 1$  сек, а по отношению к  $\alpha$ -распаду — в интервале  $0,1 - 1$  сек.

История открытия элемента 104 хорошо известна [1]; не описывая опыты, кратко напомним основные результаты.

В 1964 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ при облучении  $Pu^{242}$  ускоренными ионами  $Ne^{22}$  были синтезированы ядра, испытывающие спонтанное деление с периодом полураспада  $\tau_{s.д.} \approx 0,3$  сек. Функция возбуждения для этого излучателя имела максимум при энергии ионов  $Ne^{22}$  112–113 Мэв с шириной на полувысоте  $\sim 8 - 10$  Мэв. В реакциях типа  $U^{238}(Ne^{22}, xn)$ ,  $Pu^{242}(Ne^{20}, xn)$ ,  $Pu^{242}(O^{16}, 18, xn)$

эта активность не наблюдалась. Из совокупности данных можно было предположить, что в наших опытах образуется изотоп элемента 104 (по всей вероятности, четно-четный с массой 260) в реакции полного слияния с последующим испарением из возбужденного ядра  $104^{264}$  определенного числа нейтронов.

На основании полученных результатов были проведены эксперименты, в которых была сделана попытка идентифицировать наблюдаемый спонтанно делящийся изотоп с помощью химических методов с учетом того, что актиноидный ряд элементов заканчивается на  $Z = 103$ . Было убедительно показано, что по химическим свой-

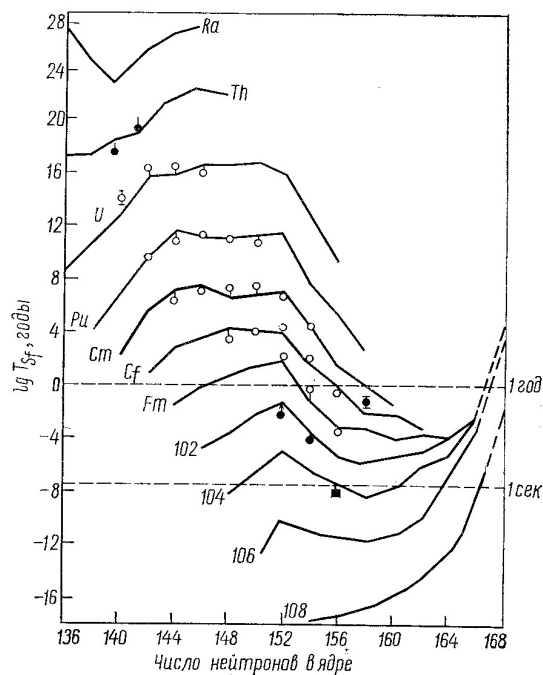


Рис. 1. Систематика периодов спонтанного деления (Вайола и Сиборг).

Свойства изотопов элемента 104

Реакция	Ядро	Тип распада	Период полураспада
Cf <sup>249</sup> (C <sup>12</sup> , 4n)	104 <sup>257</sup>	α-Распад, $E_\alpha = 8,7 \div 9,0$ Мэв (четыре линии)	4,5 сек
Cf <sup>249</sup> (C <sup>12</sup> , 3n)	104 <sup>258</sup>	Спонтанное деление	$0,011 \pm 0,002$ сек
Cf <sup>249</sup> (C <sup>13</sup> , 3n)	104 <sup>259</sup>	α-Распад, $E_\alpha = 8,77, E_\alpha = 8,86$ Мэв	3 сек
Cm <sup>248</sup> (O <sup>16</sup> , 5n)	104 <sup>259</sup>	α-Распад, $E_\alpha = 8,77, E_\alpha = 8,86$ Мэв	3 сек
Cm <sup>248</sup> (O <sup>16</sup> , 4n)	104 <sup>260</sup>	Не наблюдался	~ 60 сек
Cm <sup>248</sup> (O <sup>18</sup> , 5n)	104 <sup>261</sup>	α-Распад	

ствам наблюдаемый спонтанно делящийся изотоп существенно отличается от элементов актиноидного ряда и близок к семейству Zr, Hf, что и предполагалось для элемента 104 [2]. Таким образом, был сделан вывод, что синтезированный нами излучатель в реакции Pu<sup>242</sup>(Ne<sup>22</sup>, xn) является изотопом элемента 104.

Авторы предложили назвать новый элемент курчатовием в честь выдающегося физика И. В. Курчатова, с именем которого связано развитие многих направлений физики атомного ядра, в том числе проблемы синтеза и изучения трансурановых элементов в СССР.

В 1968—1969 гг. в Радиационной лаборатории Калифорнийского университета (Беркли) были проведены опыты по синтезу тяжелых изотопов элементов 102 [3] и 104 [4]. В ядерных реакциях при облучении мишеней Cm<sup>248</sup> и Cf<sup>249</sup> ионами C<sup>12</sup>, C<sup>13</sup>, O<sup>16</sup> и O<sup>18</sup> были получены изотопы 102<sup>258</sup> и изотопы элемента 104 с массовыми числами 257, 258, 259 и 261 [5]. В таблице представлены реакции и свойства синтезированных изотопов. Из таблицы видно, что нечетные изотопы 104<sup>257</sup> и 104<sup>259</sup> являются излучателями α-частиц со сложным спектром и периодами полураспада 4,5 и 3 сек соответственно. Изотоп 104<sup>261</sup> имеет период полураспада около 1 мин и, согласно последним данным, в 20% случаев испытывает спонтанное деление [5]. Четно-четные изотопы 102<sup>258</sup> и 104<sup>258</sup> испытывают спонтанное деление с периодами полураспада 1 и 10 мсек соответственно.

Попытки синтезировать изотоп 104<sup>260</sup> привели к отрицательным результатам, что, по мнению авторов работы [5], связано с очень коротким периодом его полураспада ( $\tau_{S.F.} \leq 10^{-4}$  сек).

Полученные в Беркли данные существенно меняют представление о свойствах ядер в области Z = 104. С учетом новых данных систематика периодов полураспада четно-четных изотопов тяжелых ядер принимает вид, представленный на рис. 2. При удалении от подболочки N = 152 наблюдается существенное уменьшение стабильности ядер: увеличение массы ядра (Z = 104) на два нейтрона приводит к уменьшению периода спонтанного деления примерно в 10<sup>5</sup> раз. Ожидаемый период полураспада для ядра 104<sup>260</sup> оказывается равным ~10<sup>-7</sup> сек.

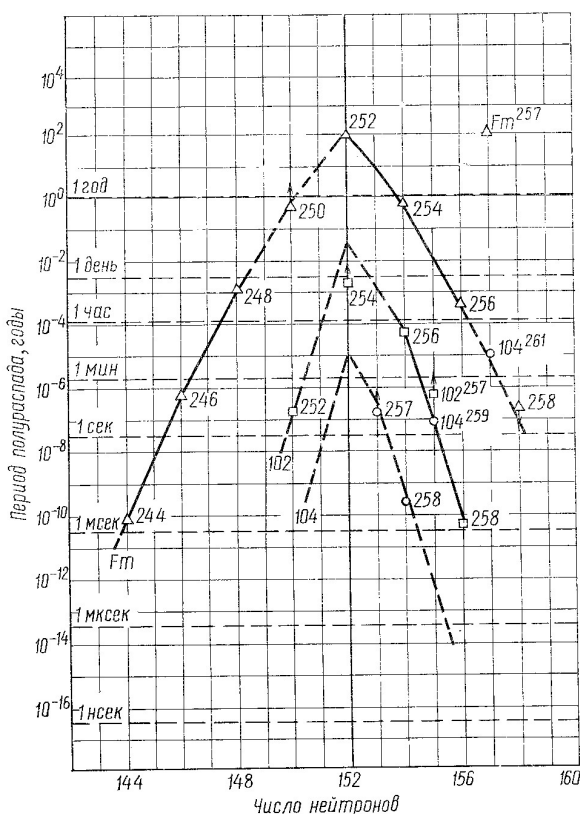


Рис. 2. Систематика периодов спонтанного деления (Нурма и Сиккеланд [6]).

что в  $10^6$  раз меньше, чем предполагалось ранее. Наряду с этим для нечетных изотопов элемента 104 по мере удаления от подболочки  $N = 152$  резко возрастает запрет на спонтанное деление. Так, например, если для  $104^{257}$  запрет составляет примерно 5–10, то для  $104^{259} \sim 10^5$  и для  $104^{261} \sim 10^{10} - 10^{11}$ .

Нетрудно видеть, что результаты американских опытов находятся в сильном противоречии со свойствами изотопа курчатовия, синтезированного в Дубне.

В связи с этим мы позволим себе сделать несколько замечаний. При идентификации физическими методами по существу исследуются закономерности протекания ядерной реакции, которая должна приводить к образованию нового элемента. Наиболее удобными являются реакции полного слияния с последующим испарением нескольких нейтронов. В этом случае, используя статистическую модель, можно рассчитать зависимость вероятности образования нового ядра от энергии возбуждения составного ядра и определить таким образом, казалось бы, не только заряд, но и массу изотопа в основном состоянии.

В действительности ситуация значительно сложнее. Все сказанное выше справедливо, если абсолютно исключена возможность фона, т. е. если в заданной комбинации мишень — частица в результате совершенно иного канала реакции не образуется радиоактивный продукт, свойства которого оказываются весьма близкими к тому, что ожидается для реакции (тяжелый ион,  $xn$ ).

Для тяжелого элемента, испытывающего спонтанное деление, подобный фон возникает из-за образования спонтанно делящихся изомеров. В настоящее время уже известно большое число изотопов в области U — Cm с периодами полураспада относительно спонтанного деления  $10^{-8} - 10^2$  сек, которые образуются с относительно большими сечениями в реакциях с тяжелыми ионами. Это обстоятельство вносит большие трудности в определение  $Z$  нового элемента. Так, например, если в реакции  $\text{Cm}^{248}(\text{C}^{13}, 3n)$   $102^{258}$  наблюдается спонтанное деление с  $\tau_{S.F.} \approx 1$  мсек, то следует обратить внимание на возможность образования в этой же комбинации мишень — частица изотопа  $\text{Am}^{244m}$  ( $\tau_{S.F.} = 1,1$  мсек). Аналогично этому в реакции  $\text{Cf}^{249}(\text{C}^{13}, 4n)$   $104^{258}$  возможно образование  $\text{Am}^{242m}$  с периодом полураспада  $\tau_{S.F.} = 14$  мсек, весьма близким к тому, что наблюдается для  $102^{258}$ . Отметим также, что, если даже известен порядковый номер, определение массового числа нового излучателя связано с большими трудностями.

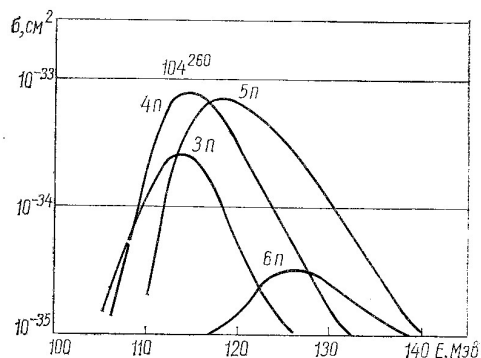
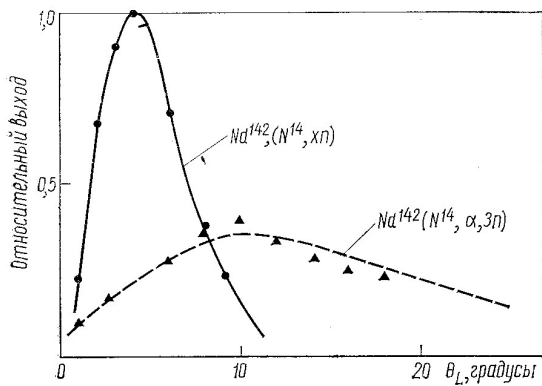


Рис. 3. Функции возбуждения реакций полного слияния  $\text{Pu}^{242}(\text{Ne}^{22}, xn)$   $104^{264-x}$ , полученные расчетным путем в работе [10].

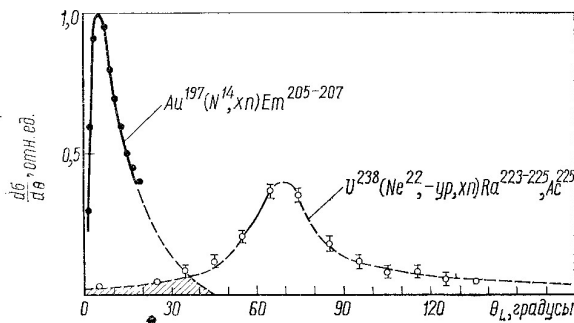
Ожидаемая теоретически четкая картина функций возбуждения с положением максимумов, строго соответствующим вылету из составного ядра заданного числа нейтронов, оказывается в действительности искаженной из-за сильной делимости этих ядер и влияния кулоновского барьера. На рис. 3 представлены полученные расчетным путем [10] функции возбуждения для реакций  $\text{Pu}^{242}(\text{Ne}^{22}, xn)$ , где  $x = 3 \div 6$ . Видно, что положения максимумов функций возбуждения реакций полного слияния с испарением трех, четырех и пяти нейтронов практически совпадают, это вносит неопределенность в три массовые единицы. Более того, при определенных условиях функции возбуждения обменных реакций оказываются достаточно близкими к тем, что представлены на рис. 3. Поскольку сказанное выше в полной мере относится и к опытам [1], в которых физическими методами был идентифицирован изотоп курчатовия, в дальнейшем была разработана специальная химическая методика. С помощью этой методики было показано, что наблюдаемый в физических опытах излучатель осколков спонтанного деления является изотопом трансактиноидного элемента с  $Z = 104$ . И только после этого авторы сделали вывод, что синтезирован элемент 104.

Вместе с тем возможен другой подход к определению  $Z$  элемента, образующегося в ядерной реакции с тяжелыми ионами. Если в качестве бомбардирующих ядер используются ускоренные тяжелые ионы, то в случае полного слияния ядро имеет импульс, вполне определенный и строго направленный вперед, а испаряющиеся из составного ядра нейтроны сообщают ядру отдачи сравнительно незначительный импульс



Р и с. 4. Дифференциальные угловые распределения ядер отдачи, образующихся в реакциях  $Nd^{142}(N^{14}, xn)$  и  $Nd^{142}(N^{14}, \alpha, 3n)$  при энергии ионов  $N^{14}$ , равной 100 Мэв. (Толщина мишени  $\sim 100 \text{ мкг/см}^2$ .)

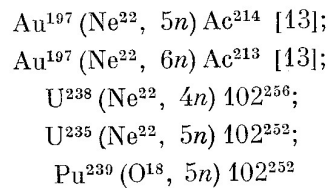
перпендикулярном направлении. Вследствие этого в угловом распределении ядер отдачи можно ожидать острый максимум при малых углах. Во всех других случаях (вылет  $\alpha$ -частиц, обмен нуклонами) перпендикулярная составляющая импульса ядра отдачи становится существенной, что приводит к увеличению дисперсии углового распределения и смещению максимума в сторону гораздо больших углов. Другими словами, угловое распределение продуктов реакции должно существенно зависеть от механизма их образования. С этой целью нами была проведена серия модельных опытов по измерению угловых распределений ядер отдачи в различных реакциях с тяжелыми ионами [11]. На рис. 4 представлены угловые распределения ядер отдачи, образующихся при облучении  $Nd^{142}$  ионами  $N^{14}$  в реакциях  $(N^{14}, xn)$  и  $(N^{14}, \alpha, 3n)$ . Видно, что для первой реакции угловое распределение имеет острый максимум при  $\theta_L \approx 4^\circ$  ( $\theta_L$  — угол вылета ядра



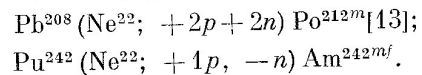
Р и с. 5. Угловые распределения продуктов реакций полного слияния и многонуклонного обмена (тип реакций указан на рисунке). Толщина мишени  $\sim 1 \text{ мкг/см}^2$ .

отдачи в лабораторной системе координат), в то время как вылет одной  $\alpha$ -частицы существенно увеличивает дисперсию углового распределения и сдвигает положение максимума до  $\theta_L = 10\text{--}12^\circ$ . Подобные опыты проводились также для тяжелых ядер в реакциях  $Au^{197}(N^{14}, 4n)Em^{207}$  и  $Au^{197}(N^{14}, 6n)Em^{205}$ . Было установлено, что вид углового распределения слабо зависит от массы ядра мишени. Наряду с этим были измерены угловые распределения ядер отдачи, образующихся в реакциях многонуклонных передач  $U^{238}(Ne^{22}, -yp, -xn)Ra^{223-225}, Ac^{225}$ . Из сравнения угловых распределений, полученных в реакциях с образованием составного ядра и в реакции многонуклонного обмена [12] (рис. 5), видно, что эти два процесса существенно различаются. Это обстоятельство может быть успешно использовано для идентификации наблюдаемого нового излучателя. В реальных условиях удобно измерять интегральные угловые распределения, используя различную степень коллимации вылетающих из мишени продуктов реакции.

Была проведена серия опытов, в которых измерялись интегральные угловые распределения радиоактивных продуктов (зависимость выхода от степени коллимации) в реакциях с образованием составного ядра:



и в реакциях передачи:



Результаты опытов приведены на рис. 6. По оси абсцисс: нижняя шкала — степень коллимации ядер отдачи  $k$  (отношение толщины коллиматора к диаметру его отверстий  $d$ ), верхняя шкала — максимально возможный угол вылета  $\theta_L^{max}$  ядра отдачи для различных значений  $k$ ; по оси ординат отложены относительные выходы продуктов реакций  $W_R/W_{R=0,5}$  для различных значений  $k$ . Верхняя кривая соответствует выходу продуктов реакций полного слияния бомбардирующей частицы с ядром мишени в зависимости от степени коллимации; нижние кривые соответствуют поведению ядер отдачи, возникающих в реакциях передачи нескольких нуклонов. Как и следовало ожидать, наблю-

дается большая разница в измеренных зависимостях. Угловые распределения продуктов реакций полного слияния в различных комбинациях мишень — частица мало отличаются друг от друга, что хорошо согласуется с измеренными ранее дифференциальными угловыми распределениями.

После анализа этих данных естественно было вновь вернуться к проблеме синтеза тяжелых ядер, в частности к синтезу курчатовия. Ниже приведены экспериментальные данные, полученные нами в 1969 г.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 7. Пучок ускоренных ионов фокусировался двумя парами квадрупольных линз и попадал на вход реакционной камеры. Объем камеры был отделен от вакуумного объема ускорителя алюминиевой фольгой толщиной 15 мк. За входным окном помещалась мишень, изготовленная в виде слоя толщиной ~1 мг/см<sup>2</sup>, нанесенного на алюминиевую фольгу толщиной 7 мк и помещенного в медную кассету-решетку, охлаждаемую водой (прозрачность решетки около 70%). Площадь мишени составляла 4,8 см<sup>2</sup>. Использовались мишени следующего состава: 1) Pu<sup>242</sup> (86,8%) с примесями Pu<sup>241</sup> (3,8%), Pu<sup>240</sup> (8,2%), Pu<sup>239</sup> (0,4%), Pu<sup>238</sup> (0,8%); 2) Pu<sup>239</sup> (99,6%); 3) U<sup>238</sup> (~100%) с примесью U<sup>235</sup> (< 0,05%); 4) U<sup>235</sup> (90%).

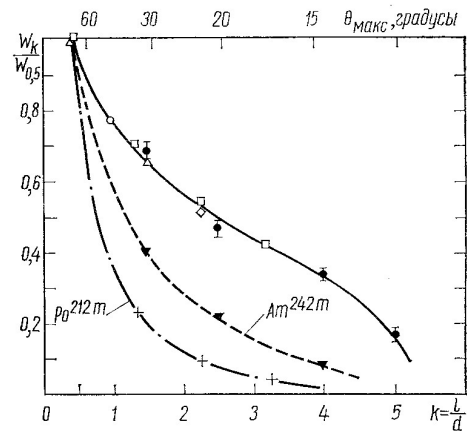


Рис. 6. Интегральные угловые распределения продуктов реакций многоуклоновых передач: Pu<sup>208</sup>(Ne<sup>22</sup>; +2p, +2n)Po<sup>212m</sup>; Pu<sup>242</sup>(Ne<sup>22</sup>; +1p, -1n)Am<sup>242m</sup> и полного слияния: □ — Au<sup>197</sup>(Ne<sup>22</sup>; 4,5n)Ac<sup>213,214</sup>; ◇ — U<sup>238</sup>(O<sup>16</sup>, 6n)Fm<sup>248</sup>; ○ — U<sup>238</sup>(Ne<sup>22</sup>, 4n)102<sup>236</sup>; ● — Pu<sup>239</sup>(O<sup>16</sup>, 5n)102<sup>252</sup>.

Перед мишенью располагалось специальное устройство, контролирующее вертикальное и горизонтальное распределения пучка. Контроль плотности потока ионов, осуществляемый с помощью этого устройства, позволял использовать интенсивность пучка, проходящего через мишень, до  $1,5 \cdot 10^{13}$  частиц/сек, что примерно в пять-шесть раз больше по сравнению с опытами 1964 г. Угловая расходимость пучка ионов составляла не более 1°. Ядра отдачи, возникающие в реакции, попадали на сборник, пред-

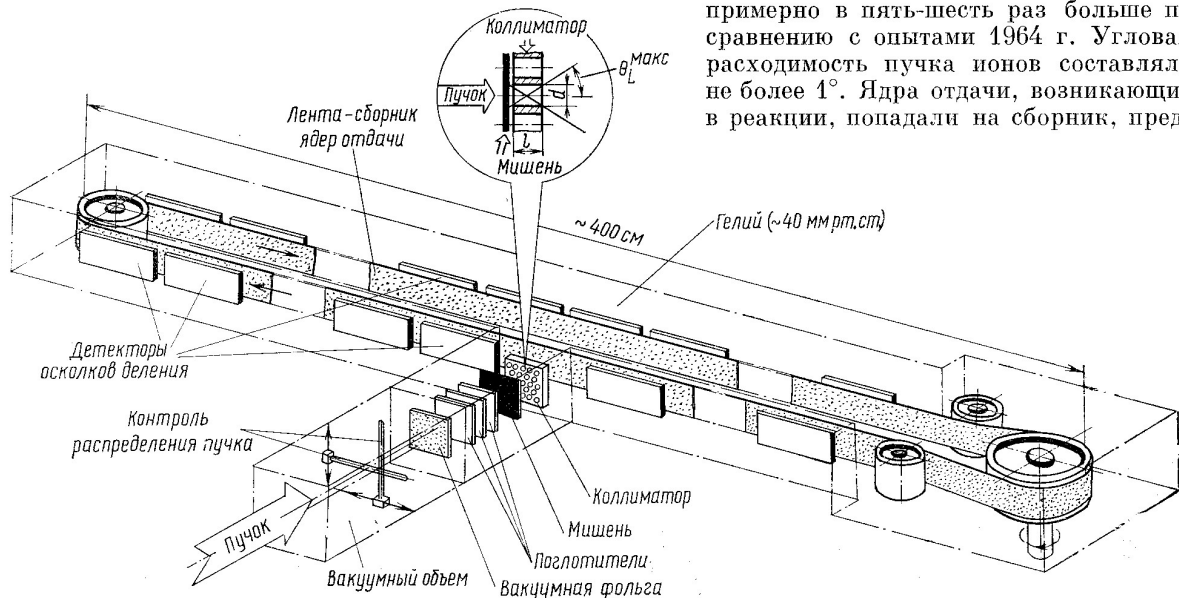


Рис. 7. Схем экспериментального устройства для регистрации короткоживущих спонтанно делящихся изотопов, образующихся в ядерных реакциях с ускоренными ионами.

ставляющий собой никелевую ленту толщиной 50 мк и длиной 8 м, движущуюся с определенной скоростью. Вдоль ленты располагались детекторы осколков деления, изготовленные из специального фосфатного стекла с эффективностью регистрации осколков деления ~80%. Ввиду того, что при облучении столь высокой интенсивностью пучка возникает большое число нейтронов, использовались материалы с минимальным содержанием урана и тория. Чувствительность методики была такой, что появление одного трека на стеклах за время опыта соответствовало сечению  $\sim 2 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2$ . В контрольных опытах было установлено, что уровень фона, обусловленный содержанием урана в детекторах осколков деления и материале сборника, соответствовал сечению  $\sim 5 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2$ . С помощью этой методики проводились опыты по получению изотопа  $102^{256}$  в реакции  $U^{238}(Ne^{22}, 4n)102^{256}$ , для которого ветвь на спонтанное деление составляет  $\sim 1/400$ .

Было зарегистрировано более 60 событий спонтанного деления с периодом около 3 сек, что хорошо согласуется с данными, полученными при изучении  $\alpha$ -распада этого изотопа.

Дополнительно нами исследовался изотоп  $102^{252}$  в реакции  $Pu^{239}(O^{18}, 5n)102^{252}$ , испытывающий (согласно данным работы [3]) в 30% случаев спонтанное деление.

Наблюдалось около 50 событий спонтанного деления в 1 ч с периодом  $2,4 \pm 0,2 \text{ сек}$ , что хорошо согласуется с известными данными. Выходы изотопов  $102^{252}$  и  $102^{256}$  при различной коллимации представлены на рис. 6.

Затем была исследована реакция  $Pu^{242}(Ne^{22}, xn)104^{264-x}$ , которая использовалась нами ранее

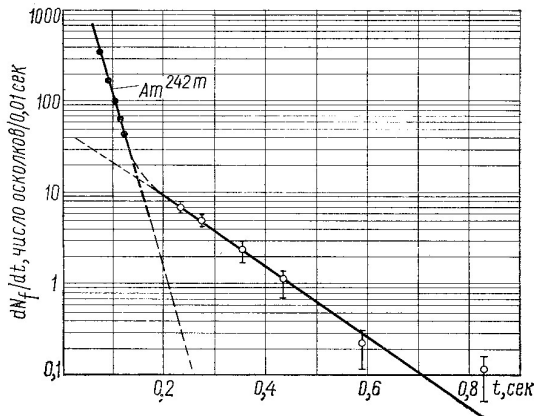


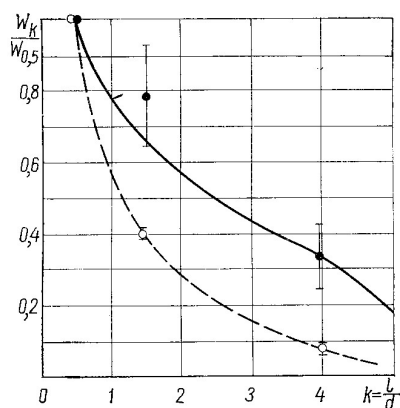
Рис. 8. Временное распределение осколков деления, наблюдаемых в реакции  $Pu^{242}(Ne^{22}, x n)$  при энергии ионов неона, равной 113 Мэв.

при синтезе элемента 104 в физических и химических опытах [1, 2]. Энергия падающих ионов была выбрана равной 113 Мэв, измерения выхода осколков спонтанного деления проводились при различной коллимации. Во временном распределении осколков деления, представленном на рис. 8, присутствуют два излучателя с периодами полураспада  $\sim 0,015$  и  $\sim 0,1 \text{ сек}$ . Короткоживущая активность ( $\tau_{s.F} \approx 15 \text{ мсек}$ ) должна быть идентифицирована как изотоп  $Am^{242m}$  ( $\tau_{s.F} = 14,5 \text{ мсек}$ ), образующийся в реакции  $Pu^{242}(Ne^{22} + 1p - 1n)Am^{242m}$ , в то время как более долгоживущая активность ( $\tau_{s.F} = 0,1 \pm 0,05 \text{ сек}$ ) соответствует распаду курчатовия\*. Сечение образования изотопа элемента 104 составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$ . Полный цикл движения ленты был выбран равным 10 сек, и вклад долгоживущей активности от  $102^{256}$ , образующегося в реакции  $(Ne^{22}, \alpha 4n)$ , был пренебрежимо мал.

В дальнейших экспериментах проводилось измерение выхода ядер, испытывающих спонтанное деление с  $\tau_{s.F} \approx 0,1 \text{ сек}$ , в зависимости от степени коллимации. Результаты представлены на рис. 9. Как и следовало ожидать, выход  $Am^{242m}$  резко падает с ограничением угла вылета продуктов реакции, в то время как выход изотопа с  $\tau_{s.F} = 0,1 \text{ сек}$  хорошо согласуется с зависимостью, ожидаемой для реакции полного слияния. Это, как нам представляется, является прямым подтверждением того, что Z изотопа равен 104.

Следует иметь в виду, что наряду с процессом полного слияния ( $Ne^{22}, xn$ ) возможны реакции с вылетом заряженных частиц типа  $(Ne^{22}, \alpha xn)$  и  $(Ne^{22}, pxn)$ , продуктами которых будут изотопы элементов 102 и 103. Свойства всех изотопов элемента 102 с массовыми числами 258, 257, 256, 255, 254 и т. д. в настоящее время хорошо изучены [3—5], и предположение о том, что спонтанное деление с  $\tau_{s.F} \approx 0,1 \text{ сек}$  может быть отнесено к изотопам с  $Z = 102$ , образу-

\* Период полураспада, полученный в этих опытах, оказался несколько меньше указанного нами ранее в работе [1] ( $\tau_{s.F} = 0,3 \pm 0,1 \text{ сек}$ ). Это расхождение объясняется, по-видимому, тем, что в опытах, которые проводились на внутреннем пучке, присутствовал долгоживущий фон, вызванный интенсивным нейтронным потоком внутри ускорительной камеры. Это обстоятельство должно приводить к завышению периода полураспада. На выведенном пучке ионов в заданном положении детекторов осколков деления фон, обусловленный нейтронами, практически полностью отсутствует, однако из-за интенсивной короткоживущей активности  $Am^{242m}$  возможно некоторое занижение периода полураспада курчатовия.



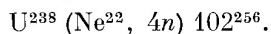
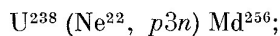
Р и с. 9. Интегральные угловые распределения  $Am^{242mf}$  (открытые кружки) и изотопа 104-го элемента (черные точки), полученные в реакции  $Pu^{242} + Ne^{22}$ . Сплошная кривая — данные, полученные в модельных опытах (см. рис. 7).

щимся в реакции  $Pu^{242}(Ne^{22}; \alpha xn)102^{260-x}$ , легко исключается.

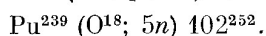
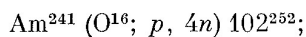
Отдельно следует рассмотреть реакцию  $Pu^{242}(Ne^{22}, pxn)103^{263-x}$ , так как, с одной стороны, перпендикулярная составляющая импульса ядра отдачи после испускания протона немного больше, чем для реакции с вылетом нейтронов, с другой, — продуктами реакции являются тяжелые изотопы элемента 103, свойства которых неизвестны. Вместе с тем наблюдаемый излучатель спонтанного деления не может быть изотопом элемента 103 по следующим причинам:

1. В специальной работе было показано, что элемент 103 по химическим свойствам является актиноидом [14], в то время как спонтанное деление с  $\tau_{S.F.} \approx 0,1 \text{ сек}$  соответствует элементу, который является аналогом Zr, Hf.

2. Сечение образования изотопов в реакции (тяжелый ион,  $pxn$ ) должно быть существенно меньше, чем для реакции (тяжелый ион,  $xn$ ). Это было показано в работе [15] на примере реакций



С целью получения дополнительных экспериментальных данных нами исследовались еще две реакции:



Отношение сечений оказалось равным  $\frac{\sigma(p4n)}{\sigma(5n)} \ll \frac{1}{50}$ .

Таким образом, предположение о том, что наблюдаемое спонтанное деление относится к распаду изотопов элемента 103, можно считать исключенным.

Из измерения угловых распределений нельзя получить данные о массовом числе изотопа, так как зависимость выхода от угла практически одинакова для реакций с испарением трех, четырех, пяти нейтронов. Таким образом, массовое число наблюдаемого изотопа элемента 104 может быть 259, 260 и 261. Это соответствует испарению из составного ядра  $104^{264}$  пяти, четырех и трех нейтронов. Вместе с тем, исходя из оценочных расчетов [10], можно предположить, что при заданной энергии возбуждения составного ядра вероятность испарения трех нейтронов будет существенно меньше, чем четырех или пяти. Для проверки этого предложения нами исследовалась реакция  $Pu^{239}(O^{16}, 3n)102^{252}$  при энергии ионов  $O^{16}$ , равной 90 Мэв. Было показано, что вероятность испарения трех нейтронов в 15 раз меньше, чем четырех. Это, как нам кажется, делает маловероятным образование изотопа  $104^{261}$ , поэтому можно сделать вывод, что спонтанное деление с периодом 0,1 сек испытывает элемент  $104^{259}$  или  $104^{260}$ .

Мы вновь приходим к противоречию с данными работ [4, 5], как это уже имело место до проведения этих опытов. Действительно, если спонтанное деление, наблюдаемое нами, относится к изотопу  $104^{260}$ , то это полностью противоречит систематике периодов спонтанного деления, приводимых американскими авторами. В этом случае расхождение предсказанного значения  $\tau_{S.F.}$  для изотопа  $104^{260}$  с измеренным нами составляет  $10^6$ . С другой стороны, если предположить, что наблюдаемый эффект относится к  $104^{259}$  или к  $104^{261}$ , то разногласие очевидно, ибо, согласно данным, полученным в Беркли [4], изотоп  $104^{259}$  не испытывает спонтанного деления ( $T_{1/2\alpha} = 3 \text{ сек}$ ), а изотоп  $104^{261}$  имеет период полураспада по отношению к спонтанному делению около 5 мин.

Из результатов, полученных в настоящей работе, следует, что измерение интегральных угловых распределений продуктов ядерных реакций позволяет достаточно надежно идентифицировать порядковый номер элемента. Этот метод является весьма удобным при синтезе новых элементов в реакциях с ускоренными тяжелыми ионами. Нам кажется, что для изотопов элемента 104, полученных в Беркли [3—5], целесообразно провести измерение зависимости выхода от степени коллимации, что



значительно повысит надежность заключения авторов этих работ.

Авторы благодарны академику Г. Н. Флерову за внимание и большую помощь в постановке опытов, а также за ценные замечания и предложения в процессе работы и при обсуждении экспериментальных данных.

Мы благодарны группе эксплуатации ускорителя под руководством Б. А. Загера за получение интенсивных и стабильных пучков ионов, а также В. Н. Покровскому, В. Т. Степанову, В. И. Шатурину, Г. В. Букланову, Т. И. Рыбаковой, К. И. Меркиной и А. В. Сергеевой за помощь в изготовлении аппаратуры и обработке опытных данных.

Поступила в Редакцию 18/XII 1969 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Флеров и др. Phys. Letters, **13**, 73 (1964).
2. И. Звара и др. «Атомная энергия», **21**, 83 (1966).
3. A. Ghiorso et al. Phys. Rev. Letters, **18**, 401 (1967).

4. A. Ghiorso et al. Phys. Rev. Letters, **22**, 1316 (1969).
5. G. T. Seaborg. New Dimensions for the Periodic System Mendeleev congress, Leningrad, USSR, September, 26, 1969.
6. M. Nurmi et al. Phys. Letters, **26B** (2), 78 (1967).
7. В. Л. Михеев и др. «Атомная энергия», **22**, 90 (1967).
8. В. А. Друин. Доклад на V Международной конференции по ядерным реакциям под действием тяжелых ионов (Гейдельберг, июль 1969).
9. Ю. П. Оганесян и др. Препринт ОИЯИ Р7-4637, Дубна, 1969.
10. T. Sikkeland. Arkiv för Fisik, **36**, 539 (1966).
11. В. А. Друин, С. А. Карамян, Ю. П. Оганесян. Препринт ОИЯИ 1670, Дубна, 1964. G. Simonoff, J. Alexander. UCRL-10099, 1962.
12. Г. Кумпф, Е. Д. Донец. ЖЭТФ, **44**, 798 (1963).
13. В. А. Друин, Ю. В. Лобанов, Ю. П. Харитонов. Препринт ОИЯИ Р7-4681, Дубна, 1969.
14. Ю. Т. Чубурков и др. Препринт ОИЯИ, Д7-4085, Дубна, 1968.
15. В. А. Друин. Препринт ОИЯИ, Р-874, Дубна, 1962.

## Радиационное распыление и повреждение некоторых металлов в поле излучения ядерного реактора

### Часть 1. РАСПЫЛЕНИЕ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Р. И. ГАРБЕР, В. С. КАРАСЕВ, В. М. КОЛЯДА,  
А. И. ФЕДОРЕНКО

УДК 669.017:539.16.04

Бомбардировка кристаллического твердого тела быстрыми нейтронами приводит к образованию каскада смещенных атомов [1]. Те из них, которые перемещаются в глубь облучаемого материала, создают радиационные дефекты. Часть смещенных атомов, образовавшихся вблизи поверхности раздела облученный материал — вакуум (или газ), могут донести до этой поверхности энергию, достаточную для вылета поверхностного атома. Некоторая доля поверхностных атомов может вылетать при непосредственной передаче им энергии и импульса от бомбардирующего нейтрона. Таким образом, аналогично распылению материалов при ионной бомбардировке [2] облучение материала быстрыми нейтронами также должно приводить к распылению атомов материала.

В 1952 г. авторы работы [3] поместили между двумя пластинками графита плоские диски из кобальта, покрытые с обеих сторон тонким слоем золота, и облучили их в ядерном реакторе. В пластинках графита после облучения был найден  $\text{Co}^{60}$ . В другом эксперименте, выполненном в 1955 г. [4], было обнаружено, что

серебряная фольга (толщиной 12 мк), зажатая между двумя литиевыми пластинками, после облучения в ядерном реакторе полностью растворилась в литии, тогда как без облучения этого не наблюдалось. Результаты обоих экспериментов были объяснены как процесс диффузии, ускоренный нейтронным облучением. Однако эти результаты можно рассматривать как кинетический перенос атомов кобальта и серебра в контактирующие пластинки графита, лития.

Недавно было показано [5], что при бомбардировке монокристалла золота коллимированным моноэнергетичным (14 Мэв) пучком нейтронов происходит вылет атомов золота с поверхности облучаемой мишени и перенос их в вакууме на коллектор, находившийся на расстоянии 5 мм от мишени, т. е. радиационное распыление атомов золота быстрыми нейтронами.

Недостаточная интенсивность ( $10^8 \text{ нейтр} \times \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) нейтронного потока из нейтронного генератора не позволяет проводить исследования зависимости свойств бомбардируемой мишени от дозы облучения. Ядерный реактор является