

ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

В.И.Кузнецов, Н.К.Скобелев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1514
КАЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО ДЕЛЕНИЯ	1515
ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	1520
Открытие запаздывающего деления	1520
Синтез и изучение нуклидов ^{234}Am и ^{232}Am	
в ядерных реакциях на ускоренных пучках α -частиц	1528
Идентификация атомного номера элемента	1534
Измерение совпадений осколков запаздывающего деления и рентгеновских квантов K -захвата	1534
Полная кинетическая энергия осколков запаздывающего деления изотопов ^{232}Am , ^{234}Am и их массовое распределение	1537
Изучение α -распада ^{234}Am и ^{232}Am	1538
Экспериментальное измерение вероятности запаздывающего деления P_{DF} и сечения образования $\sigma_{ЕС}$ ядра, испытывающего K -захват	1539
Изучение запаздывающего деления нечетно-нечетных изотопов с $Z > 96$	1542
Запаздывающее деление левее $N = 126$ и в области левее $Z = 82$	1544
Запаздывающее деление нейтроноизбыточных ядер	1546
Барьеры деления ядер, удаленных от линии β -стабильности, и запаздывающее деление	1550
Влияние запаздывающего деления на синтез тяжелых элементов	
в термоядерных импульсных нейтронных потоках	1553
Хронометрические пары и запаздывающее деление	1556
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1558
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1559

ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

В.И.Кузнецов, Н.К.Скобелев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор посвящен исследованию запаздывающего деления. Запаздывающее деление — пространственный вид радиоактивного распада тяжелых ядер с достаточно большой величиной энергии Q_β . Распадающееся материнское ядро (K -захват или β^- -распад) заселяет возбужденные состояния дочерних ядер, которые затем делятся. Рассмотрены основные идеи о развитии исследований запаздывающего деления, возможность определения высот барьеров деления атомных ядер по данным об измерениях вероятности запаздывающего деления и роль запаздывающего деления в процессах ядерного синтеза в импульсных нейтронных потоках ядерных взрывов и в r -процессе. Обращено внимание на следующие аспекты запаздывающего деления: измерительные и детектирующие средства, области материнских ядер запаздывающего деления до замкнутых ядерных оболочек $N = 126$ и $Z = 82$, средняя полная кинетическая энергия осколков деления, измерение совпадения осколков деления с рентгеновским излучением K -захвата дочернего делящегося ядра.

The review is devoted to the investigations of the delayed fission (DF). The delayed fission is general decay mode for heavy nuclei with sufficiently large Q_β values. A decaying parent nucleus (electron capture or β^- decay) populates excited states in its daughter nucleus, which then fissions. Basic theoretical ideas about evolution of delayed fission, the possibility of determining the fission barrier heights of the nuclear fission from the measured probabilities P_{DF} and the role of delayed fission in nuclear synthetic processes that occur in pulses neutron fluxes of nuclear tests and the r -process are considered. There are following aspects of the delayed fission in question: the measure and detection systems, the regions of the delayed fission predecessors before closed nuclear shells $N = 126$ and $Z = 82$, the average total kinetic energy of fission fragments of DF daughter nuclei, the measure fission fragments coincident with the K -capture x rays of decaying daughter nucleus.

ВВЕДЕНИЕ

Запаздывающее деление, наряду со спонтанным делением и спонтанно делящимися изомерами формы, относится к модам деления из низколежащих возбужденных состояний и дает дополнительные данные для понимания динамики процесса деления при стремлении энергии возбуждения делящегося ядра к нулю.

Впервые делящиеся продукты в минутном диапазоне периодов полураспада обнаружены в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ в 1966 г. в опытах по синтезу нейтронодефицитных тяжелых ядер с целью поиска спонтанно делящихся изомеров формы [1]. Затем ядра были идентифицированы в реакциях на пучках ускоренных тяжелых ионов, и сделан вывод

о том, что ядра-предшественники делящихся нуклидов, вероятнее всего, испытывают K -захват, а образовавшиеся дочерние ядра испытывают деление из возбужденного состояния [2–4] (см. рис. 1). Такой процесс деления нейтронодефицитных тяжелых ядер, удаленных от линии β -стабильности, по аналогии с запаздывающим испусканием нуклонов назван нами запаздывающим делением. Авторам этих работ был выдан диплом [5] на открытие запаздывающего деления ядер с приоритетом от 12 июля 1971 г.

Энергия β -распада Q_β тяжелых ядер с удалением от линии β -стабильности (с ростом их нейтронного дефицита или избытка нейтронов) становится соизмеримой с высотой барьера деления дочерних ядер и даже превышает ее. Как правило, после β -распада дочерние ядра оказываются не только в основном, но и в возбужденных состояниях. Когда энергия возбужденного состояния E^* ($E^* \sim Q_\beta$) соизмерима с высотой B_f барьера деления дочернего ядра или выше него, вероятность заселения в области B_f может оказаться заметной величиной, и деление будет конкурировать с другими быстрыми процессами распада дочернего ядра, например, с испусканием γ -квантов или запаздывающих нейтронов. Наряду с этим необходимо, чтобы вероятности β -распада или электронного захвата (ЕС) материнского ядра не подавлялись параллельно проходящими процессами распада, например, в области нейтронодефицитных ядер, α -распадом. Если эти условия соблюдены, то деление дочерних ядер после ЕС/ β^- -распада доступно экспериментальному наблюдению. Период полураспада, измеренный по временному распределению осколков деления, равен периоду β -распада материнского ядра, так как деление дочернего ядра задерживается на время $10^{-9} \div 10^{-17}$ с.

1. КАЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО ДЕЛЕНИЯ

Остановимся на некоторых основных характеристиках запаздывающего деления. Из них одна из наиболее значимых — вероятность запаздывающего деления P_{DF} . Величина $P_{DF} = N_{if}/N_i$, где N_i — полное число ЕС, либо β^- -распадов материнского ядра, а N_{if} — число распадов, сопровождающихся запаздывающим делением.

Одно из приближений, часто используемых для теоретических расчетов, представлено формулой (см. [6,7]):

$$P_{DF} = \frac{\int_0^{Q_i} W_i(Q_i - E) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{tot}}(E) dE}{\int_0^{Q_i} W_i(Q_i - E) dE}. \quad (1)$$

Здесь $W_i(Q_i - E)$ — функция вероятности перехода ($i \in \text{ЕС}$ при K -захвате и $i \in \beta$ при β -распаде материнского ядра), $\Gamma_f/\Gamma_{\text{tot}}(E)$ — отношение делительной ширины возбужденных уровней дочернего ядра к полной ширине распада этих состояний, E — энергия возбуждения дочернего ядра, а Q_i определяется как $Q_{\text{ЕС}}$ ($i \in \text{ЕС}$) или Q_{β^\pm} ($i \in \beta^\pm$). При малой энергии возбуждения считается, что деление и испускание γ -квантов — это основные каналы снятия возбуждения.

Обычно предполагают, что другие возможные каналы распада не играют существенной роли и $\Gamma_f/\Gamma_{\text{tot}}(E) = [\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_\gamma)](E)$, где Γ_f и Γ_γ — делительные и радиационные ширины соответственно. В процессе β^- -запаздывающего деления в некоторых случаях следует принимать во внимание возможность испускания нейтронов.

Функция вероятности перехода на уровень E , $W_i(E)$, может быть представлена как произведение функции Ферми $f(Q_i - E, Z)$ и силовой функции β -распада $S_\beta(E)$:

$$W_i(Q_i - E) \approx f(Q_i - E, Z)S_\beta(E). \quad (2)$$

Функция Ферми $f(Q_i - E, Z)$ отражает кинематику бета-распада и может быть выражена как $f = (Q_{\text{ЕС}} - E)^2$ в случае K -захвата (запись функции Ферми в такой форме предполагает отсутствие канала β^+ -распада) и $(Q_{\beta^-} - E)^5$ для β -распада.

Силовая функция $S_\beta(E)$ представляет собой распределение по энергии возбуждения квадратов матричных элементов β -распадного типа — фермиевского, теллеровского и др. При низких энергиях возбуждения, не превосходящих величины энергии β -распада Q_β , силовая функция определяет характер и период полураспада ядра.

Не вполне ясен вопрос о силовой функции β -переходов. Величина $S_\beta(E)$ рассчитывается на основе различных моделей. В статистической модели

1) для качественных расчетов S_β предполагают постоянной, выше специфической энергии отсечки C , т.е. $S_\beta(E) = \text{const}$, $E > C$; а когда $E < C$, $S_\beta(E) = 0$;

2) полагают, что $S_\beta(E) \sim \rho(E)$, где $\rho(E)$ — плотность уровней дочернего ядра.

В резонансных нестатистических моделях $S_\beta(E)$ вычисляется на основе гросс-теории β -распада. Для нестатистического подхода зависимость $S_\beta(E)$ от энергии определяется структурой ядра и изовекторными частями эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия.

Если вероятность β -распада содержит вклад нескольких уровней, а запаздывающее деление идет с одного уровня с энергией E^* , то

$$P_{\beta\text{DF}} = \frac{\Gamma_f(E^*)S_\beta(E^*)f(Z, Q_\beta - E^*)}{\Gamma_{\text{tot}}(E^*)\sum S_\beta(E_i)f_i(Z, Q_\beta - E_i)}. \quad (3)$$

Клапдор и др. [8] показали существенное влияние на расчет характеристик запаздывающего деления низколежащих структур силовой функции β -распада.

Зависимость P_{DF} от энергии заселения уровней и структуры барьера деления обусловлена преимущественно делительной шириной, входящей в выражение $[\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_\gamma)](E)$. Величины Γ_f , Γ_γ — делительная и радиационная ширины соответственно. Радиационную ширину $\Gamma_\gamma(E)$ оценивают [6] по вероятностям γ -переходов P_γ :

$$\Gamma_\gamma = \frac{P_\gamma}{2\pi\rho} = \frac{C_\gamma\Theta^4 \exp(E/\Theta)}{2\pi\rho}. \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность ядерных уровней, C_γ — постоянная, равная $9,7 \cdot 10^{-7}$ МэВ $^{-4}$, и Θ — температура ядра 0,5–0,6 МэВ.

Делительная ширина $\Gamma_f(E) = \frac{P_f(E)}{2\pi\rho}$, очевидно, зависит от проницаемости барьера деления P_f . Проницаемость барьеров тяжелых ядер рассчитывается по упрощенной формуле $P_f \approx P_A(E)R_B$, где $P_A(E)$ — проницаемость через внутренний барьер, а R_B — коэффициент прохождения, определяющий процесс деления ядра из нижнего состояния второй потенциальной ямы. Такое предположение требует, чтобы деление не происходило до тех пор, пока ядро не окажется в состоянии на нижнем уровне второй потенциальной ямы. В этом случае вычисление $P_f(E)$ значительно упрощается. Прохождение через внутренний барьер B_A сводится к задаче проникновения через параболический барьер на основе формализма Хилла и Уилера [9]:

$$P_A = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi(B_f - E)}{\hbar\omega_f} \right] \right\}^{-1}, \quad (5)$$

где B_f — высота барьера и $\hbar\omega_f$ — энергия, определяющая его кривизну. Таким образом, делительная ширина может быть представлена как

$$\Gamma_f = \frac{R_B}{2\pi\rho} \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi(B_f - E)}{\hbar\omega_f} \right] \right\}^{-1} \quad (6)$$

и

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_\gamma}(E) \approx \frac{R_B \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi(B_f - E)}{\hbar\omega_f} \right] \right\}^{-1}}{C_\gamma\Theta^4 \exp(E/\Theta) + R_B \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi(B_f - E)}{\hbar\omega_f} \right] \right\}^{-1}}. \quad (7)$$

Анализ этой формулы выявляет сильную зависимость члена $\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_\gamma)$ от энергии распада и структуры барьера деления. В рамках сделанных предпо-

ложений можно записать простое уравнение для P_{EDF} — вероятности запаздывающего деления после электронного захвата (ECDF):

$$P_{\text{EDF}} = \frac{\int_C^{Q_{\text{EC}}} (Q_{\text{EC}} - E)^2 \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_\gamma}(E) dE}{\int_C^{Q_{\text{EC}}} (Q_{\text{EC}} - E)^2 dE}. \quad (8)$$

Здесь C — энергия отсечки, выше которой силовая функция S_β постоянна, а ниже предполагается равной нулю. В работе [10] величина C определена зависимостью $C = 26A^{-1/2}$ МэВ. Интеграл в знаменателе формулы (8):

$$\int_C^{Q_{\text{EC}}} (Q_{\text{EC}} - C)^2 dE = \frac{1}{3}(Q_{\text{EC}} - C)^3 = \frac{1}{3}(Q_{\text{EC}} - 26A^{-1/2})^3 \equiv [N_{\text{EC}}(A)]^{-1}, \quad (9)$$

где $N_{\text{EC}}(A)$ — величина нормировочной функции. Тогда формула (8) примет вид

$$P_{\text{EDF}} = N_{\text{EC}}(A) \int_C^{Q_{\text{EC}}} (Q_{\text{EC}} - E)^2 \frac{\Gamma_f}{\Gamma_\gamma + \Gamma_f} dE. \quad (10)$$

В то же время в случае β^- -распада $[N_\beta(A)]^{-1} \equiv \frac{1}{6}(Q_\beta - 26A^{-1/2})^6$.

Вероятность β^- -запаздывающего деления (βDF) качественно может быть представлена как

$$P_{\beta\text{DF}} \approx N_\beta(A) \int_C^{Q_\beta} (Q_\beta - E)^5 \frac{\Gamma_f}{\Gamma_\gamma + \Gamma_f}(E) dE. \quad (11)$$

Чтобы обнаружить запаздывающее деление в области $Z > 89$, где высоты барьеров лежат в интервале $4 \div 6$ МэВ, необходимо изучать ядра с Q_β такого же порядка величины. Запаздывающее деление в целом после электронного захвата происходит с большей вероятностью, чем после β^- -распада. Это следует из вида функции Ферми для этих распадов. Функция Ферми стремится к нулю в случае β^- -распада быстрее, чем в процессе электронного захвата. Поэтому исследовать запаздывающее деление после электронного захвата (ECDF) было бы проще, даже если бы не существовало известных трудностей синтеза нейтронообогащенных ядер. Следует отметить, что приведенные теоретические зависимости могут служить лишь для качественных оценок.

Проблемы, связанные с характером силовых функций, их резонансной структурой, в разных областях запаздывающего деления — для ядер с $Z > 89$, $N \sim 126$ или в окрестности $Z = 82$ — рассмотрены в обзорах [11,12].

Количественная модель должна включать также более детальное рассмотрение процесса прохождения через барьер деления, исключить упрощение, связанное с предположением об обязательном переходе на нижний уровень во второй потенциальной яме.

Условия, позволяющие экспериментально наблюдать запаздывающее деление, прежде всего выполняются для нечетно-нечетных нейтронодефицитных ядер.

Большая величина Q_β по сравнению с соседними ядрами, обусловленная нечетно-четным эффектом, приводит к тому, что Q_β и B_f сравнимы уже при относительно малом удалении от линии β -стабильности. Конкурирующий в материнских ядрах с K -захватом α -распад замедлен. Высокая энергия связи нейтрона B_n у дочернего четно-четного ядра позволяет не учитывать конкуренцию со стороны канала запаздывающих нейтронов. Плотность низколежащих уровней четно-четных дочерних ядер невелика. Последнее обстоятельство и более слабая зависимость функции Ферми от энергии при K -захвате благоприятствуют заселению высоколежащих уровней. Кроме того, делимость четно-четного дочернего ядра выше, чем у дочерних нечетных ядер.

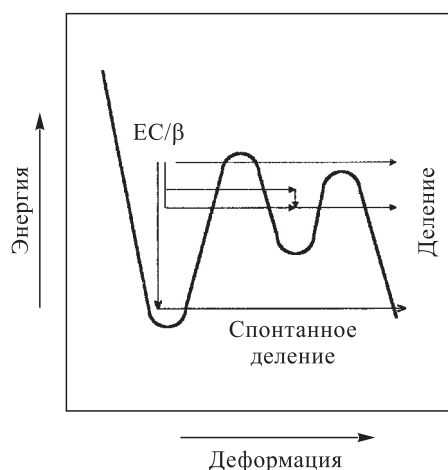


Рис. 1. Схема распада ядра в процессе запаздывающего деления

На рис.1 приведена схема процесса запаздывающего деления с обычным для тяжелых элементов двугорбым барьером. Указаны различные варианты переходов. Первоначально заселяются состояния в первой потенциальной яме дочернего ядра. Прямое заселение второй потенциальной ямы запрещено в связи с тем, что при этом необходима одновременная с β/EC -распадом существенная перестройка нуклонов ядра. Из первой потенциальной ямы ядро

может перейти в состояние с энергией E во второй яме и разделиться. На этих этапах весьма вероятно возвращение в основное состояние дочернего ядра.

Вероятность распада по каналу запаздывающего деления очень мала, ввиду конкурирующих с ним процессов. Так, величина вероятности запаздывающего деления $P_{DF} = N_{if}/N_i$ — отношение числа ЕС-распадов, сопутствующих запаздывающему делению N_{if} , к полному числу N_i ЕС/ β -распадов, в наиболее благоприятных случаях в области нейтронодефицитных ядер достигает всего $\sim 0,01$. Это приводит к следующему выводу: изучение таких ядер — сложная экспериментальная проблема.

2. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Открытие запаздывающего деления. Запаздывающее деление впервые наблюдалось при облучении мишени ^{233}U ускоренными на циклотроне У-300 ионами ^{10}B и ^{11}B [1]. Эти эксперименты были специально подготовлены для поиска делящихся ядер в области с большим дефицитом нейтронов. Поэтому разработанная методика по тем временам отличалась высокой чувствительностью и позволяла регистрировать делящиеся ядра с эффективным сечением образования $(0,1 \div 1,0) \cdot 10^{-35}$ см² и периодами полураспада не менее 1 с. Наблюдение ядер со столь малыми сечениями обеспечивалось облучением мишени на внутреннем пучке тяжелых ионов циклотрона У-300. В этом случае достигалась высокая интенсивность тяжелых ионов (~ 100 мкА ионов B^{+2} или Ne^{+4}), т.к. исключались фазовые потери на внешних орбитах классического циклотрона и системе вывода пучка. При этом с помощью передвижения мишени по радиусу магнитного полюса циклотрона можно было легко регулировать энергию ускоренного пучка.

Облучение проводилось на пробнике с наклонной мишенью, позволявшей реализовать высокие токи, а осколки деления регистрировались с помощью подвижных низкофоновых твердотельных трековых детекторов с эффективностью регистрации $0,90 \pm 0,05$. Наклон мишени по отношению к оси пучка составлял 12° (рис. 2; угол между осью пучка ускоренных ионов и нормалью к плоской поверхности мишени равен $\alpha = 78^\circ$). Таким образом, энергия пучка и облучаемое вещество распределялись по площади в 4,81 раз большей, чем при перпендикулярном расположении мишени. В результате простыми средствами удалось обеспечить охлаждение мишени. Другое преимущество наклонной мишени заключалось в торможении ядер отдачи, образующихся в ядерных реакциях, в тонком поверхностном слое вещества мишени. Очевидно, его толщина $d \approx R \cos \alpha$, где R — максимальный пробег ускоренных ионов в веществе мишени. В результате материал мишени не влиял на выход из него осколков деления. Мишень и экран над нею играли роль цилиндра

Фарадея. Мишень и охлаждающий контур были электрически изолированы. Эти меры позволили надежно измерять ток ионов (см. рис. 2).

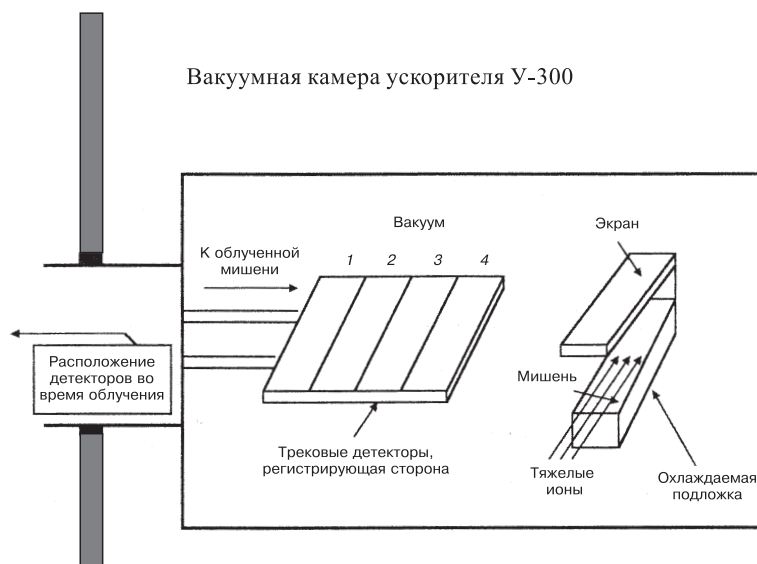


Рис. 2. Схема пробника с наклонной мишенью: 1 ÷ 4 — стеклянные трековые детекторы. Медная подложка охлаждается водой (система охлаждения не показана)

После облучения мишени заданным потоком ионов выключали пучок, и над мишенью автоматическая система последовательно устанавливала четыре твердотельных детектора на период, близкий к времени жизни исследуемого изотопа по отношению к K -захвату. К началу облучения мишени детекторная сборка перемещалась в камеру на достаточное расстояние от мишени, чтобы обеспечить защиту детекторов от рассеянных частиц и нейтронного фона. Затем процедура периодически повторялась.

Время переноса детекторов от защищающей камеры до мишени порядка 3–3,5 с. Применялась кассетная система установки детекторов, позволявшая заменять их за короткое время, что особенно важно при значительной активации мишени в экспериментах, когда интенсивность ускоренных тяжелых ионов обеспечивает регистрацию делящихся ядер с сечением образования до $\sim 1,0 \cdot 10^{-36}$ см².

В первых экспериментах легкий изотоп урана ^{233}U облучался ионами ^{10}B и ^{11}B . Интенсивность ускоренного пучка ионов бора достигала 10^{14} с⁻¹. При энергии ^{11}B большей 75 МэВ было зарегистрировано распределение осколков во времени, соответствующее минутным периодам полураспада. Кривая рас-

пада синтезированных нуклидов затем четко разделялась на две экспоненты с периодами полураспада (5 ± 1) с и $(2,6 \pm 0,2)$ мин. Изучался распад ядер только с $T_{1/2} = 2,6$ мин. Влияние короткоживущей компоненты исключалось путем задержки детекторов в камере на 33 с после выключения пучка. При этом число ионов бора в каждом цикле облучения равнялось $6 \cdot 10^{16}$, а их пробег в слое ^{233}U составлял $4,5 \text{ мг/см}^2$.

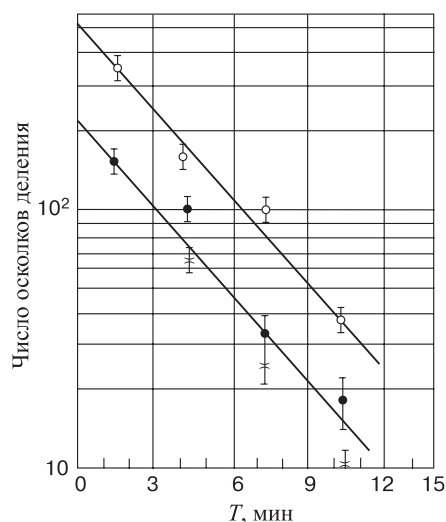


Рис. 3. Кривые распада $^{234}\text{Am} \rightarrow ^{234}\text{Pu} \rightarrow ff$ (осколки деления). Реакции $^{233}\text{U}(^{10}\text{B}, \alpha 5n)$ и $^{233}\text{U}(^{11}\text{B}, \alpha 6n)$. Светлые кружки — энергия иона ^{10}B $E = 60$ МэВ. Темные кружки — энергия ^{11}B $E = 75$ МэВ, крестики — энергия иона ^{11}B $E = 80$ МэВ

После обнаружения эффекта была измерена функция возбуждения реакции, ведущей к образованию делящихся нуклидов с периодом полураспада $T_{1/2} = 2,6$ мин. В этих измерениях использовалась тонкая мишень, так что максимальные потери энергии ионов ^{11}B в облучаемом материале не превышали 1 МэВ. Для каждой энергии ускоренных ионов, кроме измерения выхода делящихся ядер, снимались кривые их распада (рис. 3). По кривым распада можно было прийти к выводу, что в интервале энергии ионов бора от 75 до 83 МэВ в реакции $^{233}\text{U} + ^{11}\text{B}$ синтезируется один и тот же нуклид с $T_{1/2} = 2,6$ мин. Функция возбуждения реакции представлена на рис. 4. Расчет сечения образования делящегося продукта в интервале энергии, соответствующей его максимальному выходу, дает значение $2,0 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$. При облучении ^{233}U ионами ^{10}B с энергией 60 МэВ также был обнаружен делящийся продукт примерно с таким же сечением образования и с периодом

полураспада $T_{1/2} = 2,6$ мин. В контрольных экспериментах облучалась изготовленная из ^{235}U толстая мишень ($4,5 \text{ мг/см}^2$) ионами ^{11}B с энергией 74 и 82 МэВ и ионами ^{10}B с энергией, равной 60 МэВ. Ионами ^{10}B с этой же энергией облучали ^{232}Th . Треки осколков делящихся ядер с периодами полураспада в минутном диапазоне зарегистрированы не были.

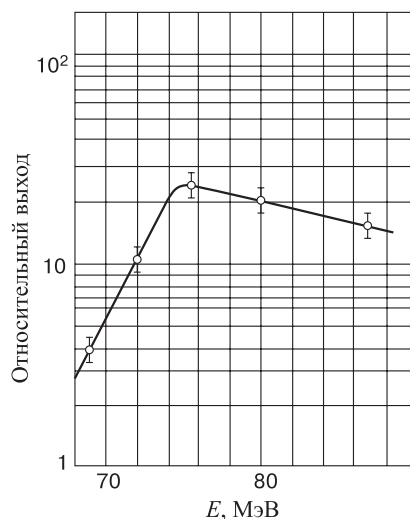


Рис. 4. Функция возбуждения реакции $^{233}\text{U}(^{11}\text{B}, \alpha bn)^{234}\text{Am}$

Контрольные эксперименты подтвердили надежность полученных данных, ибо в них не наблюдали никакого постороннего фона, который мог бы повлиять на результаты экспериментов. Вместе с тем вид функции возбуждения реакции $^{233}\text{U} + ^{11}\text{B}$ не соответствовал форме испарительных реакций типа $^{233}\text{U}(^{11}\text{B}, xn)$, по кривой возбуждения которой можно было бы идентифицировать синтезированный нуклид. Функция возбуждения носила неопределенный характер, подобный тому, когда ядро испускает не только нейтроны, но и заряженные частицы.

Наиболее вероятное предположение состояло в следующем: наблюдаемые осколки деления — продукты ядер, рождающихся в реакциях типа $^{233}\text{U}(^{11}\text{B}, \alpha xn)$ и $^{233}\text{U}(^{10}\text{B}, \alpha xn)$. Таким образом, представлялось весьма вероятным, что испарительная реакция (HI, xn) с $x = 5$ или 6 (HI — тяжелые ионы), в которой бы синтезировались ядра с $T_{1/2} = 2,6$ мин, могла протекать на ионах бора при облучении мишени ^{230}Th .

Известно, что получить чистую мишень из ^{230}Th сложно, поэтому использовалась смесь окислов изотопов ^{230}Th и ^{232}Th . Для повышения прочности мишени в смесь добавлялись органические соединения и приготовленная масса наносилась на алюминиевую подложку тонкими слоями. При этом

органику выжигали после нанесения каждого слоя. Толщина мишени по изотопу ^{230}Th составляла 250 мкг/см^2 . Пробег ускоренных ионов в материале, эквивалентном чистому изотопу ^{230}Th , равнялся $1,2 \text{ мг/см}^2$. Максимальные потери в мишенном материале (с учетом изотопа ^{232}Th толщина мишени равна $2,4 \text{ мг/см}^2$) составляли $\sim 1,5 \text{ МэВ}$.

В процессе облучения мишени из «легкого» тория ускоренными ионами изотопов бора ^{10}B и ^{11}B в интервале энергий от 50 до 90 МэВ были зарегистрированы осколки деления ядра, распадающегося с периодом полураспада 2,6 мин. Форма функции возбуждения соответствовала испарительным реакциям с испусканием из составного ядра шести и семи нейтронов (для ^{10}B и ^{11}B соответственно). Положение максимумов функций возбуждения ядерных реакций $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 6n)^{234}\text{Am}$ и $^{230}\text{Th}(^{11}\text{B}, 7n)^{234}\text{Am}$ найдены экспериментально. Максимумы функций возбуждения при энергиях ионов бора 70,5 МэВ (^{10}B) и 82,0 МэВ (^{11}B) совпадали с их расчетными значениями, когда температуру составного ядра T рассчитывали по систематике $T = f(A)$ [13]. Для составных ядер в приведенных выше реакциях $T = 1,5 \text{ МэВ}$.

На этом основании делящиеся ядра с периодом полураспада 2,6 мин идентифицированы как продукты распада изотопа америция с массовым числом 234.

Присутствие ^{232}Th в материале мишени не влияло на выход делящегося продукта с $T_{1/2} = 2,6 \text{ мин}$, как было показано контрольными экспериментами, в которых мишень ^{232}Th толщиной 5 мг/см^2 облучали ионами бора с энергиями 70,5 и 82,0 МэВ. При этом делящиеся продукты с минутными периодами полураспада не наблюдались. Фон мог возникать только за счет деления следов урана, содержащегося в стеклянных твердотельных детекторах. Вносимая этим погрешность в измерения не превышала 5%.

Сечения образования ядер ^{234}Am , сопровождающихся делением в реакциях $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 6n)^{234}\text{Am}$ и $^{230}\text{Th}(^{11}\text{B}, 7n)^{234}\text{Am}$, рассчитанные на основе экспериментальных данных, равны, соответственно, $(5,7 \pm 0,5)10^{-34}$ и $(5,4 \pm 0,5)10^{-34} \text{ см}^2$ в максимумах функций возбуждения. В работе, опубликованной в 1967 г. (см.[3]), авторы пришли к выводу: «*Не исключена возможность запаздывающего деления, если при К-захвате ^{234}Am образуется ядро ^{234}Pu с большой энергией возбуждения*».

Когда энергия ускоренных ионов ^{10}B превосходила 82 МэВ, наблюдались делящиеся ядра с периодом полураспада 1,40 мин. Максимум функции возбуждения этого излучателя был сдвинут на 12 МэВ в сторону больших энергий относительно максимума функции возбуждения $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 6n)$. Влияние распада этого изотопа было учтено при расчете сечения образования делящегося продукта в процессе синтеза ^{234}Am .

Обнаруженное деление ядер с периодом полураспада $T_{1/2} = 1,40 \text{ мин}$ изучили в специально поставленных экспериментах [2]. Время облучения мишени, задержку до начала регистрации осколков деления и время находде-

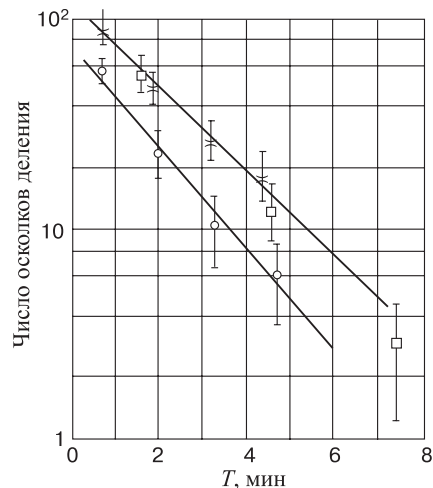
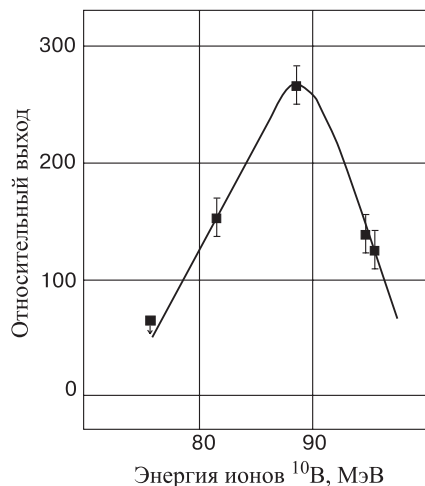


Рис. 5. Кривые распада изотопа ^{232}Am , полученные в результате регистрации осколков запаздывающего деления реакции $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 8n)^{232}\text{Am}$ при различных энергиях ионов ^{10}B : крестики и светлые квадратики — 88,5 МэВ; светлые кружки — 82,0 МэВ

ния детектора над мишенью выбирали оптимальным образом для регистрации осколков деления продукта с периодом полураспада 1,40 мин. Полная эффективность счета осколков деления составляла около 15% (с учетом потерь на распад во время облучения и задержки). Кривые распада приведены на рис. 5. На рис. 6 представлена функция возбуждения делящегося нуклида с периодом полураспада 1,40 мин при нормировке числа осколков в каждой точке на $2,53 \cdot 10^{17}$ ионов ^{10}B . Форма функции возбуждения — колоколообразная, типичная для (HI, xn) -реакции. Из положения максимума функции возбуждения и характеризующей ее на уровне 0,5 полуширины следовало, что наблюдались осколки деления продукта реакции $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 8n)^{232}\text{Am}$. Таким образом, делящийся нуклид с периодом полураспада 1,40 мин был идентифицирован как продукт изотопа ^{232}Am . Измеренное сечение образования ^{232}Am в максимуме функции возбуждения равно $(2,3 \pm 0,4)10^{-33}$ см².

В вышедшей в 1967 г. работе [2] авторы пришли к заключению: «Ядро ^{232}Am с периодом полураспада 1,40 мин претерпевает К-захват, что возможно, если исходить из ожидаемой энергии электронного захвата. При распаде на возбужденные уровни изотопа ^{232}Pu , близкие к высоте барьера деления, происходит деление из этих состояний».

Анализ периодов полураспада и энергий распада по отношению к электронному захвату и α -распаду легких изотопов Np и экстраполяция их значений на неизвестные нейтронодефицитные ядра нептуния привели к заключению о возможности наблюдения запаздывающего деления изотопов Np.

Рис. 6. Функция возбуждения реакции $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 8n)^{232}\text{Am}$

Для проверки этого предположения висмутовую наклонную мишень с эффективной толщиной $9,5 \text{ мг/см}^2$ облучали ускоренными ионами ^{22}Ne с интенсивностью 10^{14} с^{-1} . Сеансы облучения длились 4 мин, а затем, после выключения циклотронного пучка, над облученным веществом последовательно через равные одной минуте интервалы устанавливали твердотельные детекторы. В результате удалось обнаружить в процессе облучения висмутовой мишени ускоренными до энергии 110 МэВ ионами ^{22}Ne делящийся изотоп с периодом полураспада $(60 \pm 5) \text{ с}$ [4].

На рис. 7 изображена кривая распада, полученная в двух независимых экспериментах. Для регистрации осколков деления также использовали твердотельные трековые детекторы. Функция возбуждения делящегося продукта получена, когда облучали тонкую висмутовую мишень ионами ^{22}Ne . Пробег иона в мишени равнялся $2,10 \text{ мг/см}^2$. Фон, возникавший из-за деления примесей урана в детекторах, контролировали по числу треков на обратных сторонах детекторов, недоступных осколкам деления ядерной реакции $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, xn)$.

Форма и положение максимума функции возбуждения нуклида с периодом полураспада $T_{1/2} = 60 \text{ с}$ (рис. 8) соответствовали ядерной реакции, протекающей через образование составного ядра с последующим испарением трех нейтронов.

Синтез делящихся изотопов в реакциях $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, p2n)$ и $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, \alpha 3n)$ исключали из рассмотрения путем контрольных экспериментов: облучали свинцовую мишень ускоренными ядрами неона. В реак-

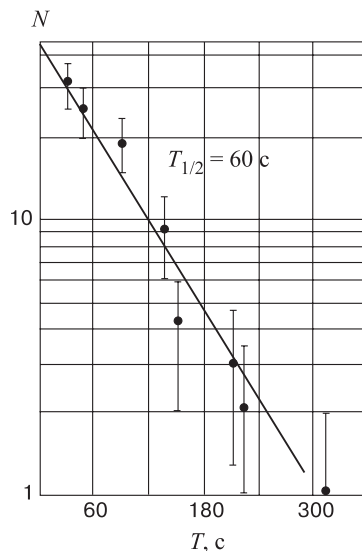
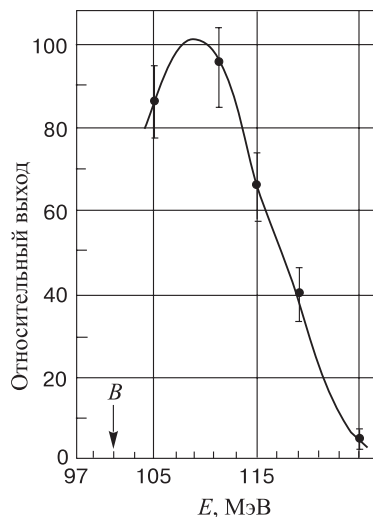


Рис. 7. Кривая распада делящихся продуктов реакции $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, 3n)^{228}\text{Np}$

циях $^{208}\text{Pb}(^{22}\text{Ne}, 3n)$ и $^{208}\text{Pb}(^{22}\text{Ne}, 4n)$ делящиеся продукты с периодами полураспада в минутной области не наблюдались в широком интервале энергий ^{22}Ne . Таким образом, реакции $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, p2n)$ и $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, p3n)$ не должны сопровождаться осколками деления. Не было зарегистрировано деления и при облучении ^{209}Bi ионами ^{18}O с энергией, достаточной для протекания реакции $^{209}\text{Bi}(^{18}\text{O}, 3n)$, что исключало возможность появления делящихся продуктов в реакции $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, \alpha 3n)$. Совокупность проведенных экспериментов позволила идентифицировать изотоп, сопровождаемый делением с периодом полураспада 60 с, как ^{228}Np . Сечение образования делящихся ядер в максимуме функции возбуждения реакции $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, 3n)$ равно $0,45 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$. Все синтезированные нами нейтронодефицитные ядра нечетно-нечетные (^{228}Np , $^{232,234}\text{Am}$). Это обстоятельство, как упоминалось выше, благоприятствует протеканию процесса запаздывающего деления.

Позднее одним из авторов обзора в работе [14] проведен тщательный анализ рассмотренных выше экспериментов, в результате которого однозначно установлено, что наблюдаемые осколочные активности обусловлены делением из возбужденного состояния дочерних ядер, образовавшихся после ЕС-распада материнских ядер $^{232,234}\text{Am}$ и ^{228}Np . Автором также показано, что энергии ЕС-захвата $Q_{\text{ЕС}}$ ^{228}Np и ^{232}Am больше барьеров деления B_f дочерних ядер ^{228}U и ^{232}Pu , а у ядра ^{234}Am величина $Q_{\text{ЕС}}$ сравнима с B_f ядра ^{234}Pu . Здесь же оценены вероятности P_{DF} для $^{228}\text{Np} \sim 10^{-3}$ и

Рис. 8. Функция возбуждения реакции $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, 3n)^{228}\text{Np}$

$^{232}\text{Am} \sim 10^{-2}$, получено соотношение между $P_{\text{DF}2}$ для ^{232}Am и $P_{\text{DF}4}$ для ^{234}Am : $P_{\text{DF}2} > P_{\text{DF}4}$.

Таким образом, на пучках тяжелых ионов нами были синтезированы материнские ядра ^{228}Np , ^{232}Am , ^{234}Am , дочерние продукты которых, возникающие после ЕС-захвата, ^{238}U , ^{232}Pu и ^{234}Pu испытывают деление из возбужденного состояния.

Минутные периоды полураспада материнских ядер по отношению к ЕС-захвату и относительно большие сечения образования сделали их основными объектами дальнейшего изучения запаздывающего деления нейтронодефицитных ядер, позволившими использовать радиохимические методы и получить прямое подтверждение, что нуклиды с $T_{1/2}$ порядка минут испытывают именно запаздывающее деление, хотя к этому времени существовавшие косвенные данные не вызывали сомнения в характере процесса [15–17]. Надо отметить, что в работе Соммервиля и др. [18], вышедшей в 1977 г., где были частично проверены наши эксперименты (подтверждено существование 2,6 мин активности и минутного изотопа ^{228}Np), высказывалось сомнение по поводу предложенной нами интерпретации наблюдаемого деления как запаздывающей моды, но опыты по поиску и идентификации запаздывающего деления ядер с $N < 126$ окончательно сняли вопрос о характере протекающих процессов, приводящих к делению продуктов нейтронодефицитных ядер.

2.2. Синтез и изучение нуклидов ^{234}Am и ^{232}Am в ядерных реакциях на ускоренных пучках α -частиц. Запаздывающее деление ядер ^{234}Am и

^{232}Am детально исследовали в ядерных реакциях на ускоренных α -частицах. Это связано с относительно большими периодами полураспада этих изотопов, открывающими путь для применения сложных методик, включая химическое разделение элементов, давшее возможность в значительной степени очистить америций от γ -активностей, затрудняющих регистрацию рентгеновского излучения, сопровождающего K -захват в дочерних ядрах плутония. Химическая очистка и разделение элементов стали существенным фактором, позволившим измерить совпадения осколков деления с рентгеновским излучением дочерних ядер, а также определить $\sigma_{\text{ЕС}}$ — сечение образования изотопов, испытывающих K -захват, и $P_{\text{ДФ}}$ — вероятность запаздывающего деления.

Хабс и др. [19] первыми синтезировали ^{232}Am на пучках α -частиц с энергией 104 МэВ в ядерной реакции $^{237}\text{Np}(\alpha, 9n)^{232}\text{Am}$. В процессе облучения мишени толщиной 100 мкг/см² из нее выбивались ядра отдачи и тормозились в тонкой графитовой пленке (100 мкг/см²), расположенной за мишенью на расстоянии 5 мм. После выключения пучка ускорителя пленку-сборник посредством пневмопочты переносили в зазор между двумя поверхностно-барьерными детекторами, удаленными на расстояние 60 см от мишени. Хабс первым применил такой метод регистрации в исследованиях запаздывающего деления.

Малая толщина графитовой пленки позволила регистрировать осколки деления и α -частицы продуктов ядерной реакции. Измерена кривая распада делящихся ядер, идентифицированных как продукт превращений ^{232}Am . Влияние распада других ядер, которые могли бы образоваться в параллельных реакциях, на полученный результат исключалось по ряду соображений. Так, если предположить, что наблюдавшийся распад связан с синтезом ядер ^{228}Np , то из полученных экспериментальных данных вероятность запаздывающего деления этого ядра окажется на несколько порядков выше, чем определенная в работах [1,18]. Не может повлиять на результаты и синтез ^{231}Pu . Если бы источником осколков был изотоп ^{231}Pu , то вероятность его запаздывающего деления достигала $P_{\text{ДФ}} \sim 8\%$, из чего следовало, что его период полураспада по отношению к спонтанному делению составляет $\sim 10^3$ мин. Последнее обстоятельство противоречит известным значениям периодов полураспада соседних изотопов, характерная величина для которых $T_{1/2} \sim 10^{10}$ лет. Другие ядра исключены на основе анализа результатов работы [3].

Характеристики α -распада изотопа ^{232}Am были измерены по совпадению α -частиц этого ядра с α -распадом дочерних ядер, периоды полураспада которых лежат в микросекундном диапазоне. Отношение вероятностей α -распада и ЕС-распада было оценено с точностью до 50%. Сечение $\sigma_{\text{ЕС}} = (0,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-30}$ см² вычислено по данным измерения α -активных ядер и сечению образования ^{232}Am . Расхождение между значениями периодов полураспада ^{232}Am и измеренными в реакциях на тяжелых ионах объясняется малой статистикой и разным характером фона в экспериментах на пучках тя-

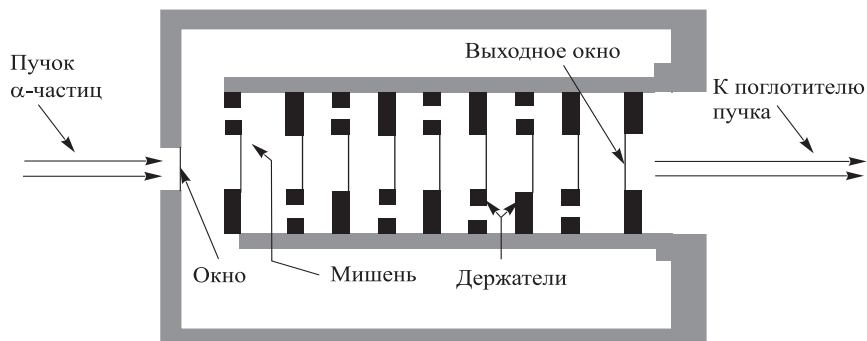


Рис. 9. Мультимишленная сборка. Показано 9 мишеней, установленных по оси пучка облучающих частиц за бериллиевым входным окном (в реальных экспериментах их число достигало 23). Поток гелия с аэрозолями КСl, поглотившими заторможенные в гелии ядра отдачи, проходит через объемы за каждой мишенью и переносит продукты синтеза к сборникам либо на диск (см. рис. 10), либо в химическую лабораторию

желых ионов и α -частиц. Впрочем, различие лежит в пределах погрешностей экспериментов.

Серьезным продвижением в исследовании запаздывающего деления стала разработка Холлом и др. методики, объединившей быстрый перенос продуктов ядерных реакций потоком аэрозолей в гелиевой среде [20,21] и мультимишленную сборку (впервые использована в работах Гангрского с сотр. [22]). Мультимишленная сборка с переносом продуктов ядерных реакций аэрозолями в гелиевой среде (ММСП) (см. рис. 9) использована Холлом и др. [7,20] для всестороннего изучения запаздывающего деления, сопровождающего материнские ядра ^{234}Am и ^{232}Am .

Ядра ^{234}Am синтезированы на ускоренных пучках α -частиц 88-дюймового циклотрона в Лаборатории им. Лоуренса в Беркли [20].

Обычно недостаток исследований на пучках дейтронов, ^3H , α -частиц, когда ядра-продукты собираются на сборник, заключается в необходимости облучения достаточно тонкой мишени, такой, чтобы длина свободного пробега синтезируемого ядра с малым импульсом отдачи, полученным от легкой частицы, превосходила толщину мишенного слоя. Применение ММСП этот недостаток устраняет и позволяет получить весьма высокий выход изотопов америция на пучке ускоренных α -частиц. Достигается это установкой вдоль оси ускоренного пучка α -частиц многих мишеней, с тонким слоем облучаемого вещества на каждой. Для синтеза ^{234}Am и ^{232}Am на пучках ускоренных ионов гелия наиболее подходит изотоп ^{237}Np . Он и послужил материалом, из которого приготовили для первых экспериментов 12 мишеней на молибденовой подложке толщиной 2,5 мкм с содержанием нептуния от 150 до 250 мкг. Площадь каждой мишени равна 1,23 см². Измеренные толщины мишеней

лежали в интервале от 125 до 200 мкг/см². Мишени устанавливались последовательно вдоль оси пучка на расстоянии ~ 1 см друг от друга. Фольга из бериллия толщиной 25 мкм служила входной, и другая такая же фольга играла роль вакуумного окна мишенной системы. Первые опыты показали, что молибденовые подложки сильно активируются, и их заменили бериллиевыми. При бомбардировке изотопа ²³⁷Np ускоренными α -частицами интенсивность осколков запаздывающего деления, при прочих равных условиях, пропорциональна числу одновременно облучаемых мишеней. Ускоренная α -частица должна проходить тонкую мишень с малой потерей энергии. В этом случае во всех мишенях будут протекать идентичные ядерные реакции. Кроме того, если в одной из них происходит ядерная реакция с тяжелым ядром, ее продукт будет обладать достаточным импульсом, чтобы покинуть тонкий мишенный слой. В последующих опытах Холла одновременно облучали до 23 мишеней.

Ядра отдачи тормозились в гелии и их захватывали аэрозоли KCl. Из объема за каждой мишенью поток гелия увлекал аэрозоли к капиллярной хлорвиниловой трубке и переносил продукты реакций либо на пленку-сборник, закрепленную на вращающемся диске, либо на приемную фольгу в химическую лабораторию.

Кроме эффективного использования пучка α -частиц, ММСП обладает и другим существенным преимуществом — мишени расположены близко друг к другу, и вылетающие из них осколки деления ядер поглощаются в мишенях. В результате переносимые к детекторам аэрозоли не загрязняются осколками деления.

Для измерений характера деления $^{234}\text{Am} \rightarrow ^{234}\text{Pu} \rightarrow ff$ аэрозоли с продуктами ядерных реакций транспортировали на расстояние ~ 5 м и собирали их на полипропиленовую пленку-сборник толщиной ~ 40 мкг/см², расположенную на периферии диска. Диск перемещался с остановками через каждые 4, 5°, и пленка-сборник с продуктами ядерных реакций оказывалась между двумя кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами (КПБД), расположенными над и под плоскостью диска (см. рис. 10). Всего вдоль диска устанавливалось шесть пар таких детекторов. На диске имелось 80 пленок-сборников. В случае изучения ядер ^{234}Am время экспозиции равнялось 2,5 мин на всех измерительных позициях. Каждая пленка-сборник занимала шесть позиций между каждой парой детекторов. Регистрировались осколки деления и α -частицы. Эффективность регистрации совпадающих осколков деления равна 60%. Такой же была эффективность регистрации α -частиц.

Первое положение пленки-сборника — перед соплом, подающим на нее аэрозоли из ММСП. Из этого положения сборник переходит на первую позицию счета между двумя КПБД. Только здесь регистрация α -частиц задерживается на 12 с, чтобы избежать фона от продуктов реакции на подложке мишени (осколки регистрируются непрерывно). Каждый сборник последова-

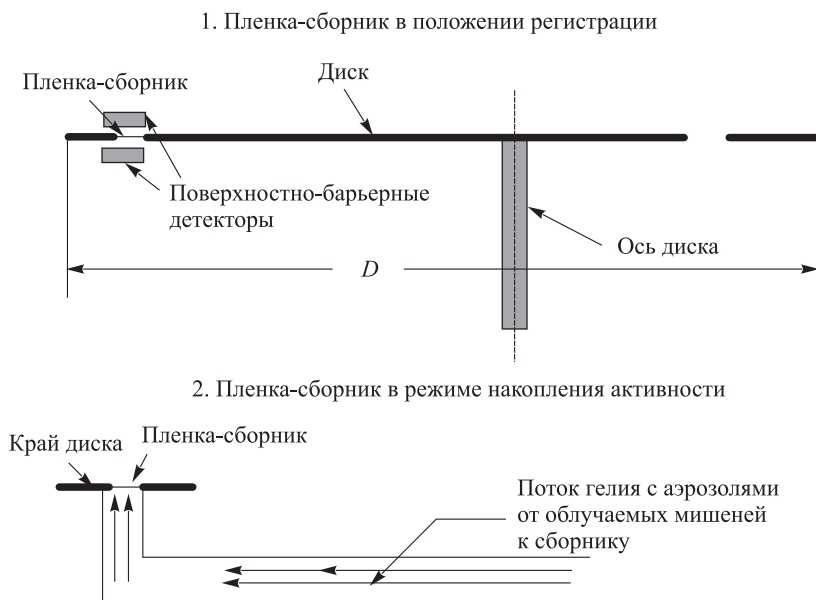


Рис. 10. На периферии диска находятся 80 пленок-сборников аэрозолей с продуктами реакций и шесть стоящих напротив друг друга пар поверхностно-барьерных детекторов, между которыми поворотом диска устанавливаются пленки-сборники с изучаемой активностью, захваченной аэрозолями

тельно проходит все шесть позиций счёта, при этом измерения излучений ведутся на шести сборниках одновременно. После шестой позиции их активность не измеряют. Таким образом, на одном сборнике накапливается активность, а на шести других идет регистрация. Разрешение по энергии α -частиц составляет 40 кэВ. После полного оборота диска, примерно через 3 ч 20 мин, его заменяли, тем самым исключая фон от накопившихся долгоживущих спонтанно делящихся активностей, который мог бы внести погрешности в последующие измерения. Во всех экспериментах зарегистрировали 1188 совпадающих пар осколков деления. Период полураспада по этим данным был определен $T_{1/2} = (2,32 \pm 0,08)$ мин. Это значение практически не отличается от ранее измеренного $(2,6 \pm 0,2)$ мин, если принять во внимание погрешности измерений [1].

На основании анализа кривой распада оценивалось наблюдаемое сечение деления в реакции $^{237}\text{Np}(\alpha, 7n)$. Если принять, что толщина каждой мишени равна 75 мкг/см^2 , а эффективность аэрозольной системы сбора 100%, то это сечение $\sim 0,2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$.

Для изотопа ^{232}Am использовали практически ту же методику [7]. Период полураспада $T_{1/2}$ осколочной активности получили при облучении ми-

шени ^{237}Np α -частицами с энергией 99 МэВ. В процессе регистрации осколков запаздывающего деления $^{232}\text{Am} \rightarrow ^{232}\text{Pu} \rightarrow ff$ зафиксировали 2201 совпадение. Период полураспада ^{232}Am равен $(1,31 \pm 0,04)$ мин, в согласии с полученными ранее результатами в первых работах (см., напр., [3]), и существенно отличается от значения, приведенного Хабсом и др. [19]. На рис. 11 представлена кривая распада. Сечение образования делящегося ^{232}Pu по измерениям Холла равно $\sim 2,5 \cdot 10^{-33}$ см².

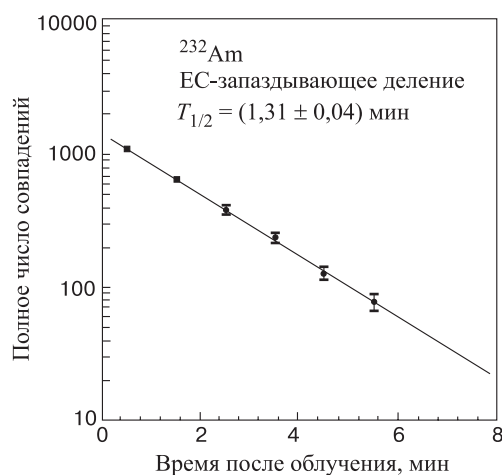


Рис. 11. Кривая распада $^{232}\text{Am} \rightarrow ^{232}\text{Pu} \rightarrow ff$, построенная по числу зарегистрированных совпадений осколков деления. Использовалась установка, приведенная на рис. 10. В каждой позиции между кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами сборник находился одну минуту

В химической лаборатории использовались две методики разделения продуктов ядерных реакций. Первая процедура предназначалась для определения принадлежности источника делящегося продукта в реакции $^{237}\text{Np}(\alpha, 7n)$ или $^{237}\text{Np}(\alpha, 9n)$ к элементу с данным атомным номером, а именно к америцию. Так как атомный номер всех продуктов этой реакции $Z \geq 95$, то америций достаточно отделить только от актиноидов с $Z < 95$. Америций — единственный трехвалентный актиноид, образующийся в реакциях $^{237}\text{Np}(\alpha, xn)$, и простая колонка с анионитом отделяет его от актиноидов с меньшими атомными номерами. Очистка от продуктов деления для идентификации атомного номера не требуется.

Вторая операция применялась с целью очистки америция от осколков деления, фон от которых мог бы затруднить регистрацию рентгеновского излучения, возникающего в ядре дочернего плутония в процессе заселения оско-

бодившейся вакансии K -электрона при трансформации материнского ядра в дочернее.

Измерение рентгеновского излучения в совпадении с осколками запаздывающего деления позволяет экспериментально определить вероятность запаздывающего деления P_{DF} , и главный положительный результат такого эксперимента — прямое доказательство протекания именно процесса запаздывающего деления.

2.3. Идентификация атомного номера элемента. В данном разделе рассмотрена методика радиохимической идентификации америциевой фракции, содержащей изотопы $^{232,234}\text{Am}$ — предшественники запаздывающего деления [7,20]. Измерены их периоды полураспада и сечения образования.

Собранные в течение 3 мин продукты ядерных реакций, в процессе облучения мишени ^{237}Np α -частицами с энергией 75 МэВ, разделялись на ионно-обменных колонках. В америциевой фракции наблюдались 27 делений, а в нептуниев-плутониевой — только одно. Последнее согласовывалось с возможным загрязнением нептуниев-плутониевой фракции хвостами америциевой, содержащей изотоп ^{234}Am . (Контрольные опыты дали величину взаимного загрязнения фракций $\sim 2\%$.) Химические процедуры занимали всего 90 с.

В америциевой фракции регистрировалось α -излучение с энергией 6,46 МэВ. Франций, радий и актиний, лантаноиды при разделении на примененных типах смол следуют за америцием. Однако эти элементы (наблюдались в α -спектрах) образуются в ядерных реакциях при облучении α -частицами мишени ^{237}Np в ничтожно малых количествах, а ядра лантаноидов не делятся. Поэтому осколки могли быть только продуктом запаздывающего деления $^{234}\text{Am} \rightarrow ^{234}\text{Pu} \rightarrow ff$.

2.4. Измерение совпадений осколков запаздывающего деления и рентгеновских квантов K -захвата. Временные корреляции между рентгеновским излучением, сопровождающим K -захват в ядрах ^{234}Am и ^{232}Am , и осколками последующего запаздывающего деления ^{234}Pu и ^{232}Pu измеряли по активности на сборниках аэрозолей без стадии химического разделения [7,20,23]. Танталовую фольгу с аэрозолями, содержащими изучаемую активность, и установленный перед ней КПБД площадью 300 мм² помещали между двумя германиевыми детекторами γ -излучения. Измерительная установка включала в себя также γ -детектор NaI(Tl), позволявший добиться лучшего временного разрешения (см. рис. 12). Для калибровки служило рентгеновское K -излучение кюрия в совпадении с α -частицами материнского ядра ^{249}Cf . Эффективность регистрации рентгеновского излучения в плутониевой области оценили равной 9%. Измерения совпадений мгновенных γ -квантов с осколками деления ^{252}Cf позволили определить полную эффективность детектирования K -излучения ^{232}Pu в процессе запаздывающего деления ^{232}Am . Эта величина оказалась равной $\sim 12\%$.

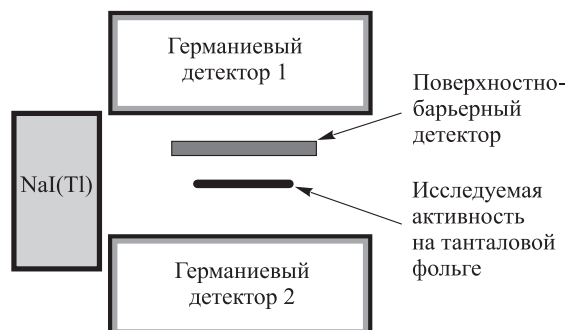


Рис. 12. Положение детекторов в установке регистрации корреляции осколков деления и рентгеновского излучения в процессе $^{234}\text{Am} \rightarrow ^{234}\text{Pu} \rightarrow f f$

На акт деления ядер с малой энергией возбуждения в области америций — калифорний осколки излучают около 10 γ -квантов [24]. Возникает высокая нагрузка детекторов γ -излучением. Ввиду наложения импульсов рентгеновского и мгновенного γ -излучений осколков часть рентгеновских квантов ^{234}Pu или ^{232}Pu не пополняла фотопик рентгеновского излучения. От наложений в значительной степени можно избавиться, уменьшив число регистрируемых γ -квантов. Однако при этом падает эффективность регистрации рентгеновского излучения и, как следствие, степень наблюдения корреляции. В конечном итоге удалось оптимизировать процесс регистрации корреляции осколков деления и рентгеновских квантов. Расстояние между γ -детекторами и фольгой с активностью установили таким, чтобы уровень необнаруженных квантов рентгеновского излучения из-за совпадений с мгновенным излучением осколков деления минимизировать. В процессе измерения совпадений мгновенных γ -квантов с осколками спонтанного деления ^{252}Cf расстояние между γ -детекторами и мишенью с ^{252}Cf подбирали оптимальным для регистрации, так как числа мгновенных γ -квантов, рождающихся на одно деление америция или калифорния, практически совпадают. Уровень незарегистрированных рентгеновских квантов составлял не более 50%. При этом каждый детектор охватывал телесный угол, равный $\sim 6,7\%$ от 4π .

С целью изучения совпадений рентгеновских лучей и осколков деления изотопа ^{234}Pu на сборниках в течение 4 мин с помощью газовой струи накапливали активность продуктов реакции $^{237}\text{Np} + ^4\text{He}$ при энергии бомбардирующих α -частиц, соответствующей функции возбуждения реакции $^{237}\text{Np}(\alpha, 7n)$. Затем активность помещали в измерительную камеру.

Скорость счета γ -квантов $\sim 10^3 \text{ c}^{-1}$. Вероятность случайных совпадений осколков деления с γ -квантами менее 0,10%, так как ширина временного окна невелика. В дальнейшем ее уменьшили до 0,01%. На рис. 13 представ-

лены рентгеновские кванты и γ -спектры событий совпадения с сигналами от осколков деления.

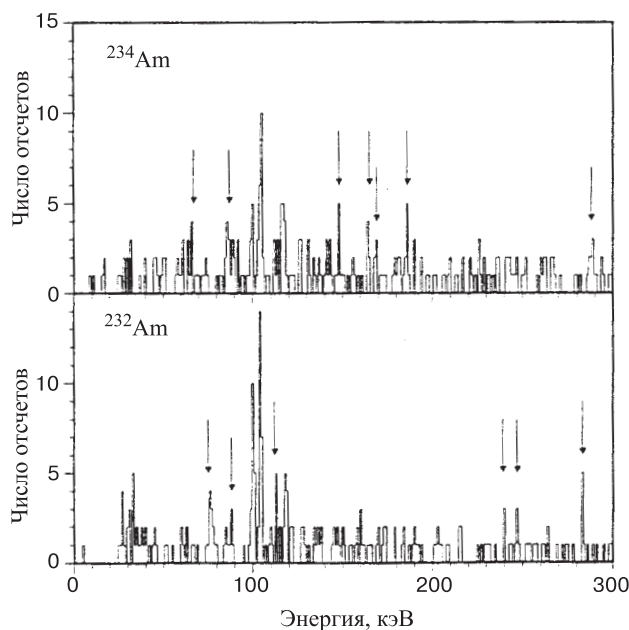


Рис. 13. Спектры рентгеновского и γ -излучения в совпадении с осколками деления ECDF ^{232}Am и ^{234}Am . Аномальные фоновые пики могут быть следствием γ -переходов во второй потенциальной яме (помечены стрелками)

В результате статистической обработки данных наиболее вероятная энергия $K\alpha_1$ -линии оказалась равной $(103,6 \pm 0,5)$ кэВ — в отличном согласии с табличным значением энергии $K\alpha_1$ плутония, равной 103,76 кэВ. Регистрация рентгеновских лучей плутония означала, что время жизни состояния в потенциальной яме, из которого идет деление, больше или одного порядка со временем $\sim 10^{-17}$ с, необходимым орбитальным электронам для заселения вакантного места в атомной K -оболочке [25]. Можно установить пределы, в которых лежит время жизни τ возбужденного состояния ядра ^{234}Pu : $10^{-17} < \tau < 3 \cdot 10^{-9}$ с.

Если ядро действительно задерживается во второй потенциальной яме барьера деления, то в этих пределах лежит и время жизни изомера формы ^{234f}Pu . Приведенные величины не противоречат систематике времени жизни изомеров формы плутония [27], из которой следует, что период полураспада изомера формы ^{234f}Pu $T_{1/2} = 10^{-8} \div 10^{-12}$ с.

Для дочернего продукта материнского ядра ^{232}Am , рождающегося после ЕС-захвата, по данным измерений наиболее вероятная энергия

$K\alpha_1 = (103, 8 \pm 0, 3)$ кэВ, практически совпадающая с табличным значением энергии $K\alpha_1$ плутония.

Так же, как и для ^{234}Pu , оценены времена жизни возбужденных состояний ^{232}Pu . Они лежат в интервале от 10^{-8} до $8 \cdot 10^{-9}$ с. Это означает, что в этих пределах находится время жизни изомера формы ^{232f}Pu . Систематика времен жизни спонтанно делящихся изомеров формы дает значения для ^{232f}Pu : $(1 \div 10) \cdot 10^{-12}$ с.

Кривые, представляющие спектр совпадения γ -излучения, содержат шесть слабых фотопиков в интервале энергий от 77 до 283 кэВ. Мгновенные γ -кванты осколков деления не образуют подобной структуры. Не исключено, что эти фотопики отражают структуру уровней во второй потенциальной яме изотопа ^{232}Pu . Если это так, то открывается новая возможность изучения изомеров формы.

2.5. Полная кинетическая энергия осколков запаздывающего деления изотопов ^{232}Am , ^{234}Am и их массовое распределение. Высокая интенсивность осколков запаздывающего деления, наблюдаемых авторами работ [7,20], благодаря применению мультимишенной сборки с аэрозольным переносом продуктов ядерных реакций (ММСП), по сравнению с опытами с одной мишенью сделала доступным измерения полной кинетической энергии осколков деления (ТКЕ) и их массового распределения в процессе запаздывающего деления ^{232}Am и ^{234}Am ($^{232,234}\text{Am}(\text{EC}) \rightarrow ^{232,234}\text{Pu}(f) \rightarrow ff$.)

Эти характеристики представляли особый интерес в связи со значительным удалением от линии β -стабильности изотопов ^{232}Pu и ^{234}Pu и их делением из состояний с низкой энергией возбуждения. Изучение массового и энергетического распределений осколков деления $^{232,234}\text{Pu}$ дает возможность понять процессы, связанные с ториевой аномалией, и другие особенности деления тяжелых ядер. Массовое распределение осколков деления дочернего изотопа ^{234}Pu характеризуется сильной асимметрией. В опытах регистрировалось примерно от 1000 до 2000 актов деления. Это обстоятельство позволило выполнить измерения делительных характеристик с высокой точностью.

В табл. 1 содержатся характеристики деления ядер ^{232}Pu и ^{234}Pu , образовавшихся в процессе ECDE, их предшественников ^{234}Am и ^{232}Am .

Распределение выхода осколков в зависимости от средней полной кинетической энергии осколков деления (ТКЕ) симметрично относительно его максимального значения и содержит только одну составляющую. Среднее значение ТКЕ для осколков деления ^{234}Pu равно 175 МэВ и близко к предсказанной для деления из основного состояния [27,28].

Распределение ТКЕ для осколков деления ECDF $^{232}\text{Am} \rightarrow ^{232}\text{Pu} \rightarrow ff$ симметрично около энергии 174 МэВ и практически совпадает для измеренной ТКЕ осколков деления ^{234}Pu .

Таблица 1. Массовые и энергетические распределения осколков деления ядер ^{234}Pu и ^{232}Pu

Ядро	^{234}Pu	^{232}Pu
ТКЕ после испускания нейтронов, МэВ	171 ± 5	173 ± 5
ТКЕ до испускания нейтронов, МэВ	173 ± 5	174 ± 5
КЕ осколков с высокой энергией, МэВ	$98,6 \pm 2,0$	$99,4 \pm 1,9$
КЕ осколков с низкой энергией, МэВ	$72,3 \pm 1,5$	$73,6 \pm 2,0$
КЕ ₁ осколков с высокой энергией, МэВ	$99,4 \pm 2,0$	$100,2 \pm 1,9$
КЕ ₁ осколков с низкой энергией, МэВ	$72,9 \pm 1,5$	$74 \pm 2,0$
Средняя масса легких осколков, МэВ	$99,0 \pm 0,1$	$98,7 \pm 0,3$
Средняя масса тяжелых осколков, МэВ	$135,0 \pm 0,1$	$133,3 \pm 0,3$

Примечание. ТКЕ — средняя полная кинетическая энергия осколков деления, КЕ — средняя кинетическая энергия осколка деления после испускания нейтронов, КЕ₁ — средняя кинетическая энергия осколка деления до испускания нейтронов.

Исследование запаздывающего деления в значительной мере расширяет область нейтронодефицитных ядер, делительные характеристики которых могут быть изучены.

2.6. Изучение α -распада ^{234}Am и ^{232}Am . Исследование α -распада легких ядер америция представляет интерес для определения влияния α -ветви на процесс запаздывающего деления. Как будет показано ниже (см. п. 2.9), для ядер с $N < 126$ период α -распада определяет возможность регистрации запаздывающего деления. Поэтому было целесообразно изучить его влияние и в ядрах-предшественниках ЕСДФ ^{234}Am и ^{232}Am .

На рис. 14 представлен α -спектр продуктов реакции $^{237}\text{Np} + ^4\text{He}$. Видны пики α -излучателей, образовавшихся в параллельных реакциях с ^{234}Am и реакциях со свинцовыми и висмутовыми примесями, как правило, присутствующими в мишенях. Высокая интенсивность β -излучения не дает возможности использовать первую позицию сборника на диске для изучения α -распада. Пик с энергией α -частиц 6,46 МэВ включал в себя две активности: одна с периодом полураспада около 2,3 мин, а другая с очень большим периодом полураспада, который в условиях проводимого эксперимента не мог быть измерен. Время 2,32 мин было отнесено к распаду ^{234}Am . Долгоживущая активность, предположительно, принадлежит «хвостам» ^{211}Bi , образовавшегося после β -распада ^{211}Pb .

Сравнение начальных активностей ветвей α - и ЕС-распада дает отношение ветвей α -распад/деление, равное $5,8 \pm 0,4$. На основе уже сделанных предположений об эффективности переноса активности аэрозолями КС1 в гелиевом потоке и данных об эффективной толщине мишени нижний предел парциального сечения образования ^{234}Am был найден равным $1,1 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$. Ветвь α -распада ядра ^{234}Am составила незначительную долю: $(3,9 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$.

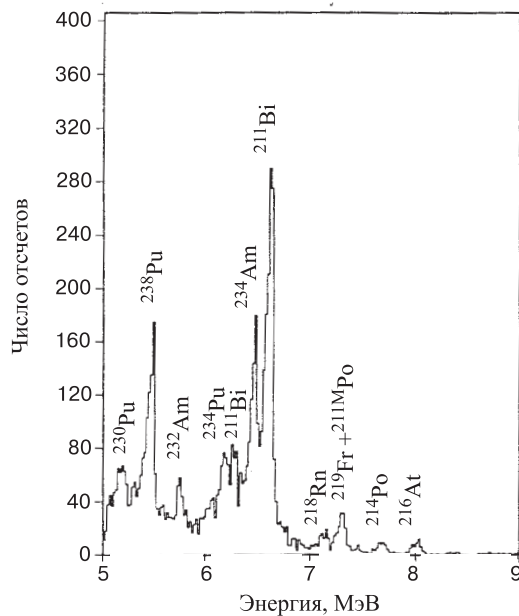


Рис. 14. Альфа-спектр продуктов реакций $^{237}\text{Np}(\alpha, xn)$ при исследовании изотопа ^{234}Am . Измерения проводились на установке с вращающимся диском (рис. 10) на второй позиции детекторов. Время экспонирования 2,50 мин

Измерить ветвь α -распада ^{232}Am на фоне α -излучения продуктов, образовавшихся в мишенях на содержащихся в них примесях свинца и висмута, в области ожидаемых энергий α -частиц не удалось.

2.7. Экспериментальное измерение вероятности запаздывающего деления P_{DF} и сечения образования $\sigma_{ЕС}$ ядра, испытывающего K -захват. Для экспериментального измерения P_{DF} требуется измерить отношение числа осколков запаздывающего деления к полному числу ЕС-захватов за данный промежуток времени. Прямые измерения P_{DF} затруднены тем, что в процессе ЕС-захвата не испускаются заряженные частицы, а ЕС-ветвь ведет к долгоживущим ядрам, распадающимся тем же способом. Ветвь ЕС-захвата можно измерить, только регистрируя рентгеновское излучение. Поэтому в последнем случае необходима высокая степень очистки америция от осколков деления, создающих интенсивный гамма-фон.

С этой целью использовали колонку с двумя типами ионно-обменных смол. Колонка размером 3×10 мм заряжалась катионитом, а затем анионитом, так что сверху находилась анионно-обменная смола. Вымывание концентрированной HCl отделяет америций от одновалентных, двухвалентных продуктов деления и лантаноидов в верхней части колонки, а затем плутоний и нептуний адсорбируются в ее нижней части [7,20].

Разделение элементов выполнялось в химической лаборатории, куда активность от мишеней транспортировалась на расстояние 80 м к коллектору. Соль KCl с захваченной ею активностью растворяли в 20 мм³ 0,5 М HCl. К раствору добавляли изотоп-отметчик ²⁴¹Am ($T_{1/2} = 432$ года) для контроля выхода. Далее раствор пропускали через колонку. Америций из колонки вымывали концентрированной соляной кислотой. Затем америциевую фракцию соосаждали совместно с CeF₃. Осадок после фильтрования и промывки помещали в γ -спектрометр с германиевыми детекторами (см. рис. 12). На все эти химические операции затрачивалось примерно четыре минуты.

Применялось такое же химическое разделение элементов и при изучении изотопа ²³²Am с одним отличием: опускался этап соосаждения с CeF₃ в опытах регистрации рентгеновского излучения ²³²Pu. Как следует из предыдущего, время на химические процедуры таким образом уменьшилось с 4 мин до 90 с.

Деление в цепочке ²³⁴Am \rightarrow ²³⁴Pu изучалось также другим способом, на образцах, полученных таким же сбором аэрозолей, как и в предыдущих опытах, но без химических процедур. Танталовая фольга с активностью после температурной обработки помещалась в объем пропорционального счетчика с газовым потоком. Время экспозиции составляло 10 мин — достаточно, чтобы измерить полное число делений в собранном активном веществе. Эффективность регистрации деления составляла 98,6%.

Америциевые фракции периодически отделялись в течение четырехчасового облучения. Измерения характеристик деления ядер происходили одновременно с химическим разделением. Неоднократно, каждый раз по 40 мин, регистрировалось γ -излучение химически очищенного америция. Осколочные активности измерялись в объеме пропорционального счетчика — по 10 мин каждый. На рис. 15 показан характерный спектр γ -излучения. Был зарегистрирован распад изотопов ²³⁷Am и ²³⁸Am, синтезированных в реакциях передачи нуклонов. Видны также пики распада ядер — продуктов реакций с материалами подложки мишени и ее крепления.

Энергия γ -излучения (рис. 16), характерная для рентгеновского излучения америция, проявляется пиком, состоящим из двух компонент — короткоживущей, с периодом полураспада $T_{1/2} = 2,3$ мин, и долгоживущей с $T_{1/2} \sim 1$ ч. Долгоживущая компонента — смесь ²³⁷Am ($T_{1/2} = 73$ мин) и ²³⁸Am ($T_{1/2} = 1,63$ ч), а короткоживущая принадлежит ²³⁴Am.

Значение постоянной ЕС-распада ²³⁴Am использовалось для расчета $\sigma_{ЕС}$ и $P_{ДФ}$. Сечение $\sigma_{ЕС}$ определялось на основании следующих данных. Общая толщина всех 12 мишеней равнялась 0,90 мг/см², перенос аэрозолями активности условно считали равным 100%. Было сделано предположение: плотность уровней дочернего ядра высока, так что снятие возбуждения происходит каскадом высокоэнергичных переходов (500 ÷ 1000 кэВ) с малой мультипольностью. Поэтому возможность рождения K -рентгеновских квантов за счет

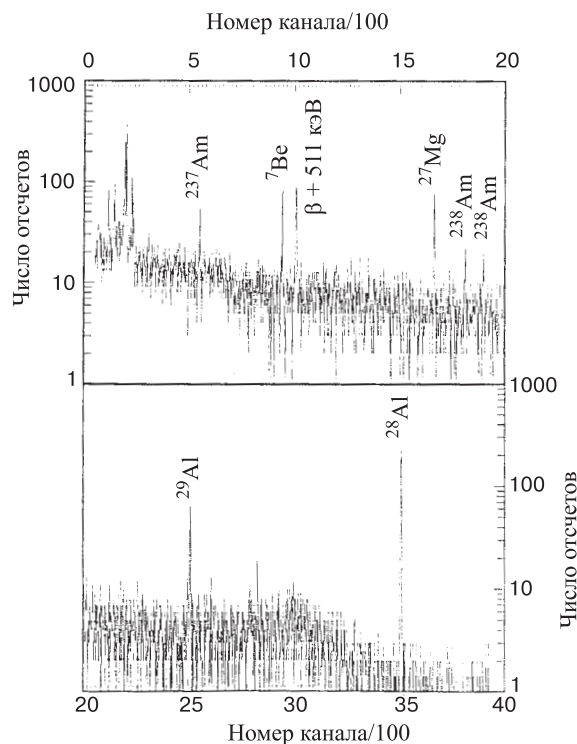


Рис. 15. Спектр γ -лучей в области энергии $0 \div 2$ МэВ, наблюдаемый в химически чистой фракции ^{234}Am . Область рентгеновского излучения Am показана на рис. 16

внутренней конверсии не принималась во внимание. В результате получили $\sigma_{\text{ЕС}} = (5,4 \pm 1,3)$ мкб. Вероятность $P_{\text{ДФ}}$ вычислялась по начальной активности ЕС-захвата и числу зарегистрированных осколков деления. Измеряя каждую из этих величин практически одновременно, необходимо исключить влияние медленных изменений параметров самой установки. Таким образом, $P_{\text{ДФ}}$ можно рассчитать, используя уравнение

$$P_{\text{ДФ}} = \frac{\lambda I_f [\exp(-\lambda t_1) - \exp(-\lambda(t_1 + t_2))]}{D_{\text{ОЕС}}}. \quad (12)$$

Здесь λ — постоянная распада ^{234}Am , I_f — число делений за время счета t_2 , t_1 — промежуток времени от окончания облучения до начала счета осколков. $D_{\text{ОЕС}}$ — начальная активность ЕС-захвата. Вероятность запаздывающего деления вычислена для всех измерений, ее среднее значение $(6,6 \pm 1,8) \cdot 10^{-5}$. Отношение $W_\alpha/W_{\text{ЕС}} = (3,9 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$, где W_α и $W_{\text{ЕС}}$ — вероятности α -распада и электронного захвата соответственно.

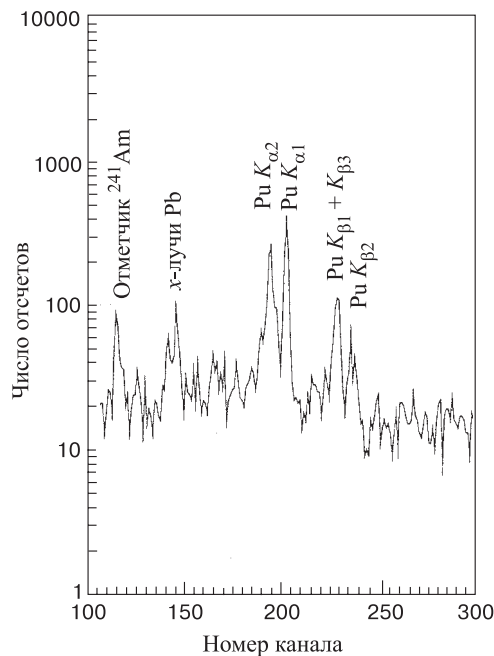


Рис. 16. Область рентгеновского излучения в γ -спектре химически чистого образца ^{234}Am

Подобная методика применялась и к изотопу ^{232}Am [23]. Измерялось рентгеновское излучение при заселении K -оболочки ^{232}Pu . Осколки деления и их энергия регистрировались беззаконным пропорциональным счетчиком. Рентгеновское излучение дочернего ^{232}Pu слабое, но четко различимое. Наблюдались два периода полураспада: 1,31 мин (^{232}Pu) и ~ 1 ч (смесь ^{237}Am и ^{238}Am). Величина $\sigma_{\text{EC}} = (1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$. Вероятность запаздывающего деления $\sim 6 \cdot 10^{-4}$. Последняя величина отличается на 1–2 порядка от приведенных в ранних работах [19].

Итоговые значения нижнего предела сечений и ветвей распада для ^{232}Am : $\sigma_{\text{EC}} > 1,3 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$, $\sigma_{\text{EF}} > 2,5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$, $P_{\text{DF}} = (6,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$, $T_{1/2} = (1,31 \pm 0,04) \text{ мин}$.

2.8. Изучение запаздывающего деления нечетно-нечетных изотопов с $Z > 96$. Более сложные задачи пришлось решать, исследуя запаздывающее деление ядер, цепи превращений которых начинались с материнских нейтронодефицитных нечетно-нечетных ядер берклия, эйнштейния и менделевия.

Изотопы ^{240}Bk , ^{242}Bk , ^{246}Es , ^{248}Es получали путем облучения толстых урановых и ториевых мишеней ускоренными ионами ^{14}N с интенсивностью пучка до 10^{14} частиц/с [6]. Активное мишенное вещество наносили на наклонную мишень, которая располагалась в камере циклотрона. Для регистра-

ции осколков деления использовалась полиэтилентерефталатная пленка толщиной 15 мкм. После травления пленки в NaOH оптимальной концентрации треки осколков деления подсчитывались с помощью оптического микроскопа. В некоторых экспериментах осколки деления регистрировались пробойными детекторами. Принцип действия таких детекторов основан на ослаблении электрической прочности пленки в момент прохождения через нее осколка деления. Если к пленке приложена достаточная разность потенциалов, то по треку осколка произойдет пробой, который сразу же регистрируется. Преимущество такого метода заключается в измерении осколочной активности в реальном масштабе времени.

Когда энергия ионов азота находилась в интервале от 74 до 76 МэВ, эйнштейний и берклий синтезировались в ядерных реакциях $^{238}\text{U}(^{14}\text{N}, 4n)^{248}\text{Es}$ и $^{232}\text{Th}(^{14}\text{N}, 4n)^{242}\text{Bk}$. Эти изотопы могли быть родоначальниками запаздывающего деления.

Однако экспериментально наблюдались лишь единичные осколки деления. Все же, несмотря на малую статистику, удалось оценить сечение образования ^{248}Es и установить верхний предел вероятности его запаздывающего деления.

С помощью облучения мишеней из ^{238}U и ^{232}Th ускоренными ионами ^{14}N с энергией в интервале 92 ÷ 94 МэВ получили максимальный выход осколков деления с временным распределением осколков деления, соответствующим периодам полураспада (8 ± 2) и (5 ± 2) мин. В интервале 92 ÷ 94 МэВ лежат максимумы функций возбуждения ядерных реакций $^{238}\text{U}(^{14}\text{N}, 6n)^{246}\text{Es}$ и $^{232}\text{Th}(^{14}\text{N}, 6n)^{240}\text{Bk}$, а измеренные периоды полураспада осколочной активности равны периодам полураспада ядер ^{246}Es и ^{240}Bk . Это однозначно свидетельствует о том, что осколки деления принадлежали дочерним ядрам ^{246}Es и ^{240}Bk .

Ввиду малого выхода осколков деления в этих реакциях, большую роль приобретают выявление и нейтрализация возможных источников осколочного фона. Так, в процессе облучения толстой мишени проверялся уровень генерации осколков в результате деления мишенного вещества мгновенными нейтронами, жесткими γ -квантами, испускаемыми мгновенными осколками, и γ -квантами ядер, образующихся в мишенной подложке.

Результаты контрольных экспериментов показали, что если регистрацию начать спустя десять минут после облучения мишени, фон γ -излучения и нейтронный фон мгновенных осколков деления не вносят погрешности в получаемые данные. Было замечено: использование в качестве подложки особо чистого алюминия значительно снижает поток γ -квантов и, следовательно, снижает фон, возникающий в результате взаимодействия вещества мишени с γ -квантами, генерируемыми в подложке.

В этих же экспериментах было показано, что в толстых урановых и ториевых мишенях фон превосходит допустимый уровень, при котором возможно

изучение запаздывающего деления с сечениями образования $\sim 10^{-35}$ см² и периодами полураспада порядка десяти минут. С учетом этого обстоятельства ядра отдачи ^{244}Es и ^{248}Md , ^{250}Md собирали из тонких мишеней на сборники, переносившие продукты реакции к детекторам осколков деления. При этом толщина мишени была в интервале $0,5 \div 1$ мг/см², а ток тяжелых ионов не превышал 5 мкА.

В работе Гангрского и др. [6] были получены распределения по времени выходов делящихся ядер в ядерных реакциях $^{235}\text{U}(^{14}\text{N}, 5n)^{244}\text{Es}$, $^{237}\text{Np}(^{14}\text{N}, 5n)^{244}\text{Es}$ при энергиях ^{14}N и ^{12}C , равных 82 и 86 МэВ соответственно, при этом период полураспада по отношению к запаздывающему делению $T_{1/2} = 37$ с. В реакции $^{243}\text{Am}(^{12}\text{C}, 5n)^{250}\text{Md}$ наблюдалось запаздывающее деление с периодом полураспада $T_{1/2} = 52$ с. Сопоставление данных о выходе делящихся ядер и дочерних ядер ^{244}Cf и ^{250}Fm , образующихся после ЕС-захвата ^{244}Es и ^{250}Md , позволило оценить сечение запаздывающего деления. У ядер с $Z > 95$ запаздывающее деление наблюдалось с малой статистикой.

Группа авторов изучила нейтронодефицитные запаздывающие излучатели на ускоренных пучках тяжелых ионов линейного ускорителя UNILAC (GSI, Дармштадт) [29]. При этом для разделения продуктов реакций использовался сепаратор скоростей ядер отдачи SHIP. В реакции $^{205}\text{Tl} + ^{40}\text{Ar}$ синтезировали изотоп ^{242}Es — материнское ядро ЕСДФ: $^{242}\text{Es} \rightarrow ^{242}\text{Cf} \rightarrow ff$. Было зафиксировано три события. Сечение запаздывающего деления $\sigma_{\text{DF}} = 1,80 \cdot 10^{-34}$ см², а $P_{\text{DF}} = (1,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}$. Это значение позволяет грубо оценить высоту барьера деления ^{242}Cf значением $\sim 5,4$ МэВ.

Позднее, в работах на том же ускорителе и сепараторе скоростей в реакции $^{209}\text{Bi}(^{40}\text{Ar}, 3n)^{246}\text{Md}$ обнаружилось [30], что после K -захвата менделевия образуется более сильная ветвь деления, чем возможная, благодаря только вкладу одного спонтанного деления дочернего ^{246}Fm . Поэтому дополнительный выход осколков деления авторы работы отнесли к запаздывающему делению ^{246}Md . Проведенные оценки дали для этого ядра $P_{\text{DF}} \sim 6,5 \cdot 10^{-2}$. Следует принять во внимание недостаточную точность полученных данных ввиду малого числа наблюдавшихся событий.

Идентифицированные нейтронодефицитные запаздывающие излучатели представлены в табл. 2.

2.9. Запаздывающее деление левее $N = 126$ и в области левее $Z = 82$. С ростом нейтронного дефицита ядер при приближении к оболочке $N = 126$ в области ультранейтронодефицитных ядер запаздывающее деление подавляется конкурирующим α -распадом. Однако левее $N = 126$ энергия α -распада Q_{α} резко падает, а затем медленно нарастает с увеличением нейтронного дефицита, уменьшается роль ветви α -распада, возрастает величина $T_{\alpha}/(T_{\alpha} + T_{\text{ЕС}})$, что соответствует усилению конкуренции ЕС-захвата с α -распадом. Энергия $Q_{\text{ЕС}}$ здесь уже превышает высоту барьеров деления

Таблица 2. Исследованные нейтронодефицитные запаздывающие излучатели

Ядро	$T_{1/2}$	P_{DF}	Ядерные реакции
^{180}Tl	$0,70^{+0,12}_{-0,09}$ с	$\sim 10^{-6}$	
^{208}Ac	0,1 с	—	$^{197}\text{Au}(^{20}\text{Ne}, 9n)^{208}\text{Ac}$
^{228}Np	(60 ± 5) с	—	$^{209}\text{Bi}(^{20}\text{Ne}, 3n)^{228}\text{Np}$
^{232}Am	$(1,4 \pm 0,25)$ мин	$6,96 \cdot 10^{-2}$	$^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 8n)^{232}\text{Am}$
	$(0,92 \pm 0,12)$ мин	$1,3^{+4}_{-0,8} \cdot 10^{-2}$	$^{237}\text{Np}(\alpha, 9n)^{232}\text{Am}$
	$(1,31 \pm 0,04)$ мин	$(6,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$	$^{237}\text{Np}(\alpha, 9n)^{232}\text{Am}$
^{234}Am	$(2,6 \pm 0,2)$ мин	$6,95 \cdot 10^{-5}$	$^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 6n)^{234}\text{Am}$
	$(2,6 \pm 0,2)$ мин	—	$^{233}\text{U}(^{11}\text{B}, \alpha 6n)^{234}\text{Am}$
^{238}Bk	(144 ± 6) с	$(6,6 \pm 1,8) \cdot 10^{-5}$	$^{237}\text{Np}(\alpha, 7n)^{234}\text{Am}$
^{240}Bk	4 мин	10^{-5}	$^{232}\text{Th}(^{14}\text{N}, 6n)$
^{242}Es	5–25 с	$(1,4 \pm 0,8)10^{-2}$	$^{205}\text{Tl}(^{40}\text{Ar}, 3n)$
^{244}Es	37 с	10^{-4}	$^{235}\text{U}(^{14}\text{N}, 5n)$
			$^{237}\text{Np}(^{12}\text{C}, 5n)$
^{246}Es	8 мин	$3 \cdot 10^{-5}$	$^{238}\text{U}(^{14}\text{N}, 6n)$
^{248}Es	28 мин	$3 \cdot 10^{-7}$	$^{238}\text{U}(^{14}\text{N}, 4n)^{248}\text{Es}$
^{246}Md		$6,5 \cdot 10^{-2}$	$^{209}\text{Bi}(^{40}\text{Ar}, 3n)$
^{248}Md	7 с	$< 5 \cdot 10^{-4}$	$^{239}\text{Pu}(^{14}\text{N}, 5n)$
^{250}Md	52 с	$2 \cdot 10^{-4}$	$^{243}\text{Am}(^{12}\text{C}, 5n)^{250}\text{Md}$

дочерних, и в первую очередь, четно-четных ядер, и, следовательно, открывается возможность наблюдения запаздывающего деления.

Самыми первыми экспериментами, направленными на поиск ECDF в области заполненных нуклонных оболочек с $N = 126$ и $Z = 82$, когда $N < 126$ или $Z < 82$, были синтез и изучение осколочной активности изотопа ^{208}Ac в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова. Эти эксперименты стали сильным косвенным подтверждением существования нового вида радиоактивного распада — запаздывающего деления. Появление таких делящихся изотопов трудно объяснить с помощью иного процесса. В результате в 1981 г. зарегистрировано запаздывающее деление ядра $^{208}\text{Ac}(^{208}\text{Ac} \rightarrow ^{208}\text{Ra} \rightarrow ff)$ [15–17]. Идентифицированное дочернее делящееся ядро принадлежало уже к доактиноидным ядрам [31,32].

Мишень ^{197}Au облучали интенсивным пучком ионов ^{20}Ne с энергией до 11 МэВ/нуклон на ускорителе У-400. Сечения образования делящихся активностей находились в интервале $(1,5 - 2,0) \cdot 10^{-35}$ см². Наблюдали 35 случаев деления, и по их распределению во времени оценили период полураспада $T_{1/2} \sim 0,1$ с. Вероятность запаздывающего деления P_{DF} оказалась в пределах от 10^{-1} до 10^{-3} . Эти работы открыли замечательную возможность исследования ядер, удаленных на 15–20 нейтронов от линии β -стабильности.

В работе [33] исследовались ядра в районе оболочки $Z = 82$. При облучении мишени ^{144}Sm ионами ^{40}Ca с энергией до 230 МэВ авторы [33] обнаружили запаздывающее деление с $T_{1/2} \sim 0,70$ с, которое отнесли к последовательности $^{180}\text{Tl} \rightarrow ^{180}\text{Hg} \rightarrow ff$. В результате анализа цепи превращений $^{180}\text{Tl} \rightarrow ^{180}\text{Hg} \rightarrow ff$ оценили вероятность запаздывающего деления $P_{\text{ДФ}}$ величиной $\sim 10^{-6}$.

Запаздывающее деление ^{180}Hg определяется в основном пиком в $S_{\beta}(E)$ при энергии возбуждения $E^* \simeq 6,8$ МэВ. Результаты вычисления $P_{\text{ДФ}}$ приведены в табл. 3. Из сравнения рассчитанных и измеренных значений $P_{\text{ДФ}}$ можно оценить барьер деления ядра ^{180}Hg : $B_f \simeq 11$ МэВ.

Таблица 3. Результаты расчета вероятности β -запаздывающего деления $P_{\text{ДФ}}$ при различных высотах барьеров B_f ядра ^{180}Hg

B_f , МэВ	$h\omega$, МэВ	Δ , МэВ	$P_{\beta\text{ДФ}}(\text{Гс})$	$\Gamma_{\text{БВ}}$, МэВ	$P_{\beta\text{ДФ}}(\text{БВ})$
8	0,5	1	$1,5 \cdot 10^{-1}$	—	—
9	0,5	—	—	1	$1,5 \cdot 10^{-2}$
				2	$3,1 \cdot 10^{-2}$
10	1,0	1	$1,4 \cdot 10^{-5}$	1	$1,7 \cdot 10^{-3}$
		2	$9,3 \cdot 10^{-5}$	2	$3,7 \cdot 10^{-3}$
10	0,5	1	$5,8 \cdot 10^{-7}$	1	$7 \cdot 10^{-4}$
		2	$1,2 \cdot 10^{-5}$	2	$1,5 \cdot 10^{-3}$
11	1,0	1	$3,2 \cdot 10^{-8}$	1	$1,1 \cdot 10^{-5}$
		2	$2,4 \cdot 10^{-7}$	2	$2,3 \cdot 10^{-5}$
12	1,5	1	$9,5 \cdot 10^{-4}$	1	$2 \cdot 10^{-8}$
		2	$1,8 \cdot 10^{-7}$	2	$4,1 \cdot 10^{-8}$
13	1,5	—	—	1	$2,9 \cdot 10^{-8}$
				2	$6 \cdot 10^{-8}$

Примечание. ГС — S_{β} представлена гауссианом с полушириной Δ , БВ — S_{β} задана в виде распределения Брейта—Вигнера с шириной $\Gamma_{\text{БВ}}$. Максимум S_{β} — при $E = 6,8$ МэВ. Экспериментальная оценка $P_{\text{ДФ}} \approx 10^{-6}$, $Q_{\beta} = 11$ МэВ.

2.10. Запаздывающее деление нейтроноизбыточных ядер. Исследования запаздывающего деления в области нейтроноизбыточных ядер представляют особый интерес, так как процесс деления после β -распада играет основную роль в синтезе тяжелых элементов Вселенной, включая и возможность образования сверхтяжелых элементов в области $Z \sim 114$ с магическим числом нейтронов. На значение запаздывающего деления в ядерном нуклеосинтезе указано в работе [34].

Гангрский и др. [35] изучали запаздывающее деление изотопов протактиния с массовыми числами 234, 236, 238. Характеристики нечетно-нечетных ядер этих изотопов, реакции синтеза и сечения их образования приведены в табл. 4.

Таблица 4. Экспериментальные данные о β -запаздывающем делении

β -переход	Q , МэВ	Реакция	E , МэВ	σ , см ²	σ_f , см ²	P_{DF}
$^{238}\text{Pa} \rightarrow ^{238}\text{U}$	4,0	$^{238}\text{U}(n, p)$ (n, p)	14,7 8–20	$1,5 \cdot 10^{-27}$ $3,0 \cdot 10^{-27}$	10^{-33} $5 \cdot 10^{-33}$	$6 \cdot 10^{-7}$ $1,0 \cdot 10^{-8}$
$^{236}\text{Pa} \rightarrow ^{236}\text{U}$	3,1	$^{238}\text{U}(\gamma, np)$ $^{238}\text{U}(d, \alpha)$ ($p, 2pn$)	27 18 1000	$1,0 \cdot 10^{-27}$ $1,0 \cdot 10^{-28}$	10^{-36} $3 \cdot 10^{-38}$	10^{-9} $3 \cdot 10^{-10}$ 10^{-9}
$^{234}\text{Pa} \rightarrow ^{234}\text{U}$	2,2	$^{232}\text{Th}(\alpha, np)$	36	$3,0 \cdot 10^{-27}$	$\cdot 10^{-38}$	$3 \cdot 10^{-12}$
^{256m}Es		$^{254}\text{Es}(t, p)$	16			Деление с уровня 1425 кэВ $2 \cdot 10^{-5}$

Сечения реакций с дейтронами [36] и нейтронами с энергией 14,7 МэВ [37] были измерены ранее. Изотоп ^{238}Pa накапливался при облучении стопок из слоев урана в нейтронном потоке, генерируемом в бомбардируемой дейтронами толстой бериллиевой мишени. Энергетический спектр нейтронов находится в диапазоне $8 \div 20$ МэВ. Среднее сечение реакции $^{238}\text{U}(n, p)$ оценено по этому спектру, функции возбуждения (n, p)-реакции и известному сечению при энергии нейтронов 14,7 МэВ.

В других случаях сечения определялись по интенсивности γ -линий в процессе распада ядер ^{234}Pa и ^{236}Pa . Для повышения интенсивности изучаемых излучений использовалась мультимишенная сборка (ММС). Поток частиц сразу падал на 20 урановых или ториевых мишеней толщиной 100 мг/см². Перед облучением урана мишени складывались вплотную. После окончания цикла облучения слои раздвигались на расстояние 4 мм друг от друга и в образовавшиеся зазоры периодически вводилась полиэтиленгерафталатная пленка, служившая практически бесфоновым трековым детектором. Последовательная замена детекторов через заданные временные интервалы позволила измерить распределение по времени осколков и построить кривую распада.

Несмотря на использование МСС, число регистрируемых осколков оставалось незначительным. Приходилось тщательно анализировать возможные источники фона и принимать меры к их устранению. В результате совершенствования методики во всех экспериментах, кроме облучения нейтронами с

энергией 14,7 МэВ, наблюдаемое число осколков, сопровождавшее запаздывающее деление ядер, определенно превышало уровень фона.

Число зарегистрированных осколков оказалось недостаточным, чтобы определить периоды полураспада наблюдаемых активностей с удовлетворительной точностью. Однако полученные данные не противоречат значениям известных периодов полураспада ^{238}Pa и ^{236}Pa . Анализ ядерных реакций, протекающих одновременно с изучаемыми, привел к выводу: ни один из других возможных продуктов этих реакций не может быть источником осколочной активности как по причине малого времени жизни спонтанно делящихся изомеров формы в этой области ядер ($\sim 10^{-6}$ с), так и ввиду больших периодов полураспада по отношению к спонтанному делению.

Число зарегистрированных треков осколков деления во всех экспериментах нормировалось по отношению к выходу осколков мгновенного деления. Выход определялся по γ -излучению осколка ^{140}Ba . Полученные данные позволили вычислить сечение образования осколочной активности σ_{DF} и вероятность запаздывающего деления $P_{\text{DF}} = \sigma_{\text{DF}}/\sigma$. Запаздывающее деление ядра ^{234}Pa не наблюдалось.

Батист и др. [38] исследовали запаздывающее деление $^{236}\text{Pa} \rightarrow ^{236}\text{U} \rightarrow ff$ в реакции $^{238}\text{U}(p, 2pn)^{236}\text{Pa}$. Пучком протонов с энергией 1 ГэВ облучали приготовленную из уранилнитрата мишень, содержащую 5 г урана. Время однократного сеанса облучения составляло 7 мин. После длившегося 6 мин химического выделения протактиния из облученного вещества мишени протактиниевую фракцию помещали между слюдяными детекторами осколков деления. Одновременно с регистрацией осколков деления измерялся γ -спектр продуктов фракции с помощью германиевого детектора. Полное число синтезированных ядер ^{236}Pa определялось по убыванию интенсивности линии с энергией γ -квантов $E = 642$ кэВ, характерной для ^{236}Pa . В результате в экспериментах на протонах с энергией 1 ГэВ была получена вероятность запаздывающего деления $^{236}\text{Pa} \sim 10^{-9}$.

Холл и др. [39] изучали β -запаздывающее деление $^{256m}\text{Es} (T_{1/2} = 7,6 \text{ ч}) \rightarrow ^{256}\text{Fm} (T_{1/2} = 2,63 \text{ ч}) \rightarrow ff$. Изотоп ^{256m}Es синтезировали в ядерной реакции $^{254}\text{Es}(t, p)^{256m}\text{Es}$. На следующем этапе эйнштейний отделялся на ионно-обменной колонке от остальных продуктов ядерных реакций. После химического разделения изучался распад при переходе ^{256m}Es в ^{256}Fm с измерением $\beta-\gamma$, $\gamma-\gamma$, $\beta-f$ -совпадений. Удалось построить структуру уровней дочернего ядра ^{256}Fm и зарегистрировать акты запаздывающего деления.

Эксперимент проходил следующим образом. Из вещества, содержащего $^{254}\text{Es} (T_{1/2} = 276 \text{ сут})$ выделили 0,1 мкг чистого эйнштейния и электролитическим способом осадили на бериллиевую подложку толщиной 0,0125 мм, покрытую палладием. Эйнштейний высаживали на кружок диаметром 0,2 см. Толщина мишени, измеренная с помощью альфа-спектроскопии, равнялась 2,5 мкг/см². Мишень охлаждалась гелиевым потоком (см. рис. 17).

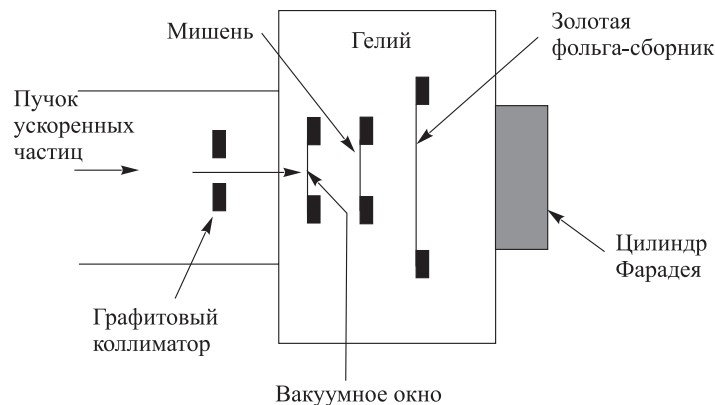


Рис. 17. Схема облучательного блока ^{254}Es в процессе синтеза ^{256m}Es : $^{254}\text{Es}(t, p)^{256m}\text{Es}$

Ввиду высокой активности эйнштейния весь охлаждающий газ проходил через фильтры, а вблизи мишенной камеры устанавливались детекторы, контролирующие активность воздуха. Мишень облучалась около 7 ч ускоренными до энергии 16 МэВ ионами трития с интенсивностью $6 \div 10$ мкА. Эта энергия трития соответствовала максимальному выходу ^{256m}Es . При этом сечение образования ^{256m}Es равнялось $1,6 \cdot 10^{-26}$ см². Продукты отдачи собирались на золотой сборник. После облучения мишень и мишенная камера «остывали» в течение часа. За это время распадались короткоживущие ядра, включая ^{256}Es ($T_{1/2} = 25$ мин). После облучения эйнштейний отделялся с помощью ионно-обменных методов от других продуктов реакции и материала мишени. Для освобождения от спонтанно делящегося ядра ^{256}Fm применялась двойная очистка. Тогда в начальный момент счета осколки спонтанного деления дочернего фермия не затрудняют измерения. Данные о схеме уровней ^{256}Fm получены при регистрации $\beta^- - \gamma$ и $\gamma - \gamma$ -совпадений, в то время как осколки β -запаздывающего деления ^{256m}Es зарегистрированы при $\beta - f$ -совпадениях. Авторы построили подробную схему уровней ^{256}Fm .

По данным $\beta - \gamma$ -совпадений период полураспада изомерного уровня 1425 кэВ оказался равным $(70 \pm 5) \cdot 10^{-9}$ с — значительно меньше, чем предполагали, опираясь на систематику K -запрещенных переходов.

В итоге авторы пришли к заключению, что запаздывающая делительная активность ^{256m}Es идет после заселения уровня 1425 кэВ. Действительно, в совпадении с β -частицами и задержкой ~ 70 нс наблюдалось всего два случая запаздывающего деления. Деление с изомерного уровня 1425 кэВ со спином и четностью 7^- ядра ^{256}Fm , по-видимому, первый случай, когда запаздывающее деление зарегистрировано как деление из изомерного состояния первой ямы. Очень малая величина ветви деления ($2 \cdot 10^{-5}$) уровня 1425 кэВ подтверждает

сделанный вывод. Парциальный период полураспада по отношению к делению оценили величиной $\sim 0,8$ мс.

Экспериментальные данные о β -запаздывающем делении в цепях с материнскими ядрами протактиния и эйнштейния приведены в табл. 4. Ввиду малых сечений образования материнских ядер-предшественников запаздывающего деления требуются большие усилия для решения проблем, возникающих при подавлении фона, обусловленного, например, делением урана запаздывающими нейтронами, γ -излучением осколков, спонтанным делением дочерних ядер.

Эти усилия оправданы тем, что на их основе получены сведения о глубоко-подбарьерном делении из идентифицированного изомерного уровня дочернего ядра.

Прямые эксперименты по изучению нейтроноизбыточных ядер, у которых $Q_\beta \sim B_f$, т.е. значительно удаленных от линии β -стабильности, могли быть, в принципе, поставлены в импульсных нейтронных потоках термоядерных взрывов. Однако разработка таких методик, по понятным причинам, сталкивается с огромными трудностями. К тому же сегодня в ряде стран запрещены испытания подземных термоядерных устройств. Остается надеяться на получение ускоренных пучков радиоактивных тяжелых ионов с большим избытком нейтронов, в реакциях на которых могли быть получены материнские нейтроноизбыточные изотопы в области, где ожидается запаздывающее деление.

В настоящее время имеются лишь косвенные данные о запаздывающем делении нейтроноизбыточных ядер, синтезированных в импульсных нейтронных потоках подземных термоядерных взрывов. Периоды полураспада материнских ядер-предшественников запаздывающего деления слишком малы, чтобы с имеющимися медленными методиками выделения изотопов тяжелых элементов можно было зарегистрировать их запаздывающее деление.

2.11. Барьеры деления ядер, удаленных от линии β -стабильности, и запаздывающее деление. Барьеры деления ядер — основная характеристика, определяющая стабильность наиболее тяжелых ядер, включая сверхтяжелые элементы. Основной объем имеющихся экспериментальных данных о барьерах деления относится к ядрам, лежащим в долине β -стабильности в области $90 < Z < 98$, $140 < N < 156$. Наиболее детальная информация о характеристиках этих ядер получена главным образом в реакциях типа (d, pf) , (t, pf) , (t, df) и в (n, f) -реакциях. Современное представление о барьерах деления тяжелых ядер и их зависимости от N и Z покоится на концепции о сильном влиянии оболочечных эффектов на энергию деформации ядра, согласно которой ядерные оболочки в процессе деформации сохраняются, изменяя лишь свои характеристики. Наиболее плодотворный подход к теоретическому исследованию барьеров деления — макро-микроскопический метод вычисления энергии при деформации ядер, развит в работе [40] и, в особенности, в

[41,42]. Идея метода заключается в том, что главная часть полной энергии ядра вычисляется макроскопически на основе модели жидкой капли или ее обобщений, а вклад эффектов внутренней структуры учитывается оболочечной поправкой и поправкой на спаривание. Таким образом,

$$E(q, N, Z) = \tilde{E}(q, N, Z) + \delta E(q, N, Z), \quad (13)$$

где q — набор параметров деформации, определяющих форму ядра; $E(q, N, Z)$ — макроскопическая часть полной энергии, описывающая плавные изменения E ; $\delta E(q, N, Z)$ — микроскопическая поправка, которая отражает локальные флуктуации энергии E , вычисляемая методом Струтинского, когда используют тот или иной одночастичный потенциал для деформированных ядер. Исследование поверхности $E(q, N, Z)$ на экстремумы и приводит к определению барьеров деления.

При сохранении основной идеи существуют различные варианты микро- и макроскопического подхода с многочисленными способами параметризации форм ядерной поверхности q , выбором конкретной модели для расчета гладкой части E , типом одночастичного потенциала для расчета микроскопических поправок δE . Варианты метода приводят к весьма сходным результатам для ядер, лежащих в долине β -стабильности. Поэтому отдать предпочтение какому-либо варианту микро-макроскопического подхода, опираясь на экспериментальные результаты исследований свойств атомных ядер только в долине β -стабильности, затруднительно. Вдали от линии β -стабильности положение меняется. Предсказания на основе различных вариантов моделей отличаются друг от друга не только количественно, но и качественно. Так, модель жидкой капли в варианте Майерса и Святецкого [40] и модель малой капли («дроплит»-модель) дают прямо противоположные тенденции в изменении макроскопической части барьера в зависимости от $(N - Z)/A$. Это приводит к большим расхождениям для барьеров атомных ядер, удаленных от линии β -стабильности, а значит, позволяет судить о степени применимости той или иной модели для расчета барьеров. Однако параметры барьеров таких ядер невозможно измерить при низких энергиях возбуждения в ядерных реакциях вынужденного деления [43] и в реакциях образования спонтанно делящихся изомеров, потому что отсутствуют подходящие мишени или нет спонтанно делящихся изомеров в исследуемой ядерной области.

Единственная возможность получения значений параметров деления ядер, сильно удаленных от линии β -стабильности, — это исследование запаздывающего деления. Еще в 1981 г. планировались эксперименты по изучению нейтронодефицитных ядер, удаленных на 15–20 нейтронов от линии β -стабильности [31]. В настоящее время определены значения барьеров деления ряда нейтронодефицитных и некоторых нейтроноизбыточных ядер по данным об их запаздывающем делении. К ним относятся, в частности, изотопы ^{232}Pu и ^{234}Pu .

Вычисленная высота барьера деления ^{232}Pu на основе данных по запаздывающему делению ^{232}Am , в предположении $S_\beta = \text{const}$ [19], не совпадает с рассчитанной по методу Струтинского. Изосимов и Наумов [44] рассчитали высоты барьеров деления ^{236}U и ^{238}U по измерениям запаздывающего деления в рамках различных моделей деления ядер с двугорбым барьером и различных предположений о характере силовой функции β -распада и показали, что необходимо учитывать резонансную структуру силовой функции β -распада.

Позднее в работах [44,45] были оценены высоты барьеров деления и вероятности P_{DF} ядер ^{232}Pu , ^{244}Cf , ^{248}Fm , ^{248}Cf , ^{240}Cm , где использовали более реалистические модели, включая нестатистическую силовую функцию ЕС-захвата с пиками гауссовской формы с центром на уровнях $0+$, $2+$ и полушириной 1 МэВ. Расчет процесса деления через двугорбый барьер с учетом частичного смешения состояний в первой и второй ямах дал значение вероятности запаздывающего деления, совпавшее с полученным экспериментально. Этот факт приводит к выводу о том, что барьеры $E_A(S)$, полученные с использованием метода Струтинского, согласуются с экспериментальными значениями барьеров E_A и данными о вероятностях запаздывающего деления (см. табл. 5).

Таблица 5. Экспериментальные и расчетные значения барьеров деления ядер изотопов трансурановых элементов

Ядро	E_A , МэВ (эксп.)	$E_A(S)$, МэВ	$P_{\text{DF}}^{\text{эксп}}$	$P_{\text{DF}}^{\text{теор}}$
^{232}Pu	4,0–4,5	3,5–4,3	$1,3_{-0,8}^{+4} \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
^{244}Cf	5,3	5,1–5,6	$5 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
^{248}Fm	5,7	5,3–5,9	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
^{248}Cf	> 5, 8	5,4–5,9	$< 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$
^{240}Cm	4,7	4,9–5,5	10^{-5}	$9 \cdot 10^{-7}$

Изосимовым в работе [46] проведена оценка параметров барьеров деления ядер, синтезированных в области оболочки $Z = 82$. У этих нейтродефицитных ядер энергия связи нейтрона ≥ 11 МэВ, поэтому испускание нейтрона в процессе распада этих ядер не происходит. То же относится и к запаздывающим протонам, задерживаемым кулоновским барьером и не вносящим заметного вклада в полную ширину распада. Основной канал возбужденного дочернего ядра, конкурирующий с запаздывающим делением, — γ -распад. Делительная ширина рассчитывалась с учетом различных предположений о симметрии деформации ядер в седловых точках. Считалось, что различие во входных каналах слабо отражается на вероятности деления.

Результаты расчета P_{DF} приведены в табл. 3. Для ядра ^{180}Hg изменение высоты барьера на ~ 1 МэВ влечет за собой изменение вероятности запаздывающего деления на три порядка [45]. Поэтому из сравнения рассчитанных и измеренных значений $P_{\beta DF}$ высота барьера столь экзотического ядра, как ^{180}Hg , определяется с точностью ~ 1 МэВ. Если задать параметр $\hbar\omega = 1$ МэВ, то высота барьера деления ^{180}Hg составит ~ 11 МэВ. Для изотопа ^{174}Pt величина $P_{DF} \sim 10^{-6}$ и высота барьера равна 10 МэВ.

В общем случае корректный анализ экспериментальных данных возможен, если известна структура силовой функции β -переходов. Для некоторых нуклидов, например для ^{188}Pb , ^{190}Pb , без экспериментального измерения S_{β} оценка величин B_f затруднена. И все же для многих ядер неопределенности, обусловленные расчетными значениями S_{β} и ширин Γ_f и Γ_{γ} , ограничивают точность определения высоты барьера значением ~ 1 МэВ.

Таким образом, становится доступной информация о барьерах деления ядер, удаленных на два десятка нуклонов от линии β -стабильности, как, например, для ^{208}As и ^{180}Hg .

2.12. Влияние запаздывающего деления на синтез тяжелых элементов в термоядерных импульсных нейтронных потоках. Длительность нейтронного импульса подземного термоядерного взрыва — порядка 10^{-6} с. За это время происходит многократный захват нейтронов ядрами мишени. Полное время захвата нейтронов много меньше периодов β -распада всех синтезированных нейтроноизбыточных ядер. Поэтому процесс ядерных превращений в таком импульсном потоке состоит из двух этапов: 1) синтез в нейтронном потоке нейтроноизбыточных ядер с различными массовыми числами A и атомным номером Z , равным атомному номеру мишени; 2) образование тяжелых β -стабильных элементов и осколков деления в результате спонтанного деления и запаздывающих процессов, сопутствующих β -превращениям. Следует отметить ряд экспериментов с высокими флюенсами нейтронных потоков. В термоядерном взрыве «Майк» флюенс составлял около $2,0 \cdot 10^{24}$ нейтр./см². Примерно такое же значение было достигнуто в 1962 г. в эксперименте «Анакостия». В экспериментах «Пар» и «Барбел» в 1964 г. и «Цикламен» в 1966 г. флюенс достигал $4,5 \cdot 10^{24}$ и $1,2 \cdot 10^{25}$ нейтр./см² соответственно [47]. В эксперименте НУТСН в 1969 г. получен флюенс $4,5 \cdot 10^{25}$ нейтр./см² [48].

В нейтронных потоках термоядерных взрывов облучались урановые и ториевые мишени. В эксперименте «Цикламен» мишень содержала некоторое количество ^{243}Am . В момент прекращения импульсного нейтронного облучения урановой мишени образуются изотопы урана вплоть до $^{(238+m)}\text{U}$, где m — максимальное число нейтронов, последовательно захваченных исходными ядрами мишени; $m = 17 \div 19$.

В цепях β -превращений существенную роль играют два запаздывающих процесса — деление и запаздывающие нейтроны. Запаздывающее деление превращает тяжелые ядра в осколки, в то время как эмиссия запаздывающих

нейтронов только уменьшает массу на несколько единиц и сохраняет тяжелый нуклид. Вероятность деления дочернего ядра $(Z + 1, A)$ после β -распада материнского (Z, A) сложным образом зависит от их ядерных характеристик.

Следует отметить, что в цепи распада продуктов, образовавшихся в импульсных нейтронных потоках, энергия распада Q_β достигает таких значений, что энергия возбуждения дочернего ядра E^* оказывается достаточной для испускания нескольких нейтронов. Однако такие процессы при реальных флюенсах нейтронов в термоядерных взрывах не играют заметной роли. Определяющие процесс β -распада величины Q_β рассчитываются с использованием различных массовых формул, подходящих для специфических атомных ядер с большим избытком нейтронов. Удовлетворительной для рассматриваемой задачи считается массовая формула, когда масса деформированного ядра — функция не только Z и A , но и параметра деформации, определяемого экстраполяцией на область тяжелых нейтроноизбыточных ядер существующих данных. При этом принимают во внимание влияние ядерных оболочек с $Z = 114$ и $N = 184$.

Барьеры деления ядер — продуктов многократного захвата нейтронов тяжелой мишенью — рассчитываются макро-микроскопическим методом Струтинского. Параметры барьеров четно-четных ядер, которые входят в цепь превращений, известны [49]. Барьеры деления нечетно-нечетных и четно-нечетных ядер определяются путем интерполяции высот барьеров четно-четных ядер (увеличение высоты барьера на 0,70 МэВ для четно-нечетных ядер и на 0,80–1 МэВ для нечетно-нечетных).

Если энергия β -распада меньше полной энергии Q_β , то силовая функция S_β определяет его основные характеристики. В первом приближении силовую функцию нейтроноизбыточного ядра считают пропорциональной плотности уровней дочернего ядра [11].

На основе модели ферми-газа плотность структуры уровней дочернего ядра выражается формулой:

$$\rho(E) = C/U^2 \exp 2\sqrt{aU}, \quad (14)$$

где $a = 0,125A$; $U = E - \Delta$; $\Delta = 0,12A^{-1/2}, 24A^{-1/2}$ для нечетно-нечетных, четно-нечетных и четно-четных ядер соответственно.

В области $A < 248$ у всех β -активных ядер $Q_\beta < B_f$, если $Z \geq 92$, и, следовательно, запаздывающие процессы практически не сказываются на выходе и изотопном составе элементов, синтезируемых в импульсных нейтронных потоках. Положение меняется, когда $A \geq 250$. В этой области для ядер, лежащих в удалении на несколько нейтронов от линии β -стабильности, Q_β удовлетворяет условию $Q_\beta > B_f, Q_\beta > B_n$, в результате вероятности испускания запаздывающих нейтронов и процесса запаздывающего деления достаточно велики и от них зависит выход ядер с $A > 250$.

Наибольшие потери на запаздывающее деление приходятся на ядра с четным массовым числом A . Это объясняется тем, что в этот класс ядер входят нечетно-нечетные ядра, вероятность запаздывающего деления которых проявляется значительно раньше, чем у соседних.

С точки зрения исследователя запаздывающих процессов представляет особый интерес общая особенность массового распределения продуктов, синтезируемых в импульсном нейтронном потоке термоядерного взрыва, так называемое «обращение» четно-нечетного эффекта. Суть этого эффекта состоит в следующем. Если построить кривые выхода ядер с четным и нечетным A , то первая кривая с четными A вначале пойдет выше кривой с нечетными A . Затем, с ростом величины A , кривая выхода нуклидов с нечетными A начинает идти выше кривой с четными A — это эффект «обращения».

Делались различные предположения, чтобы объяснить явление, но безуспешно (см., например, [50]). Если принять во внимание влияние запаздывающего деления на процесс нуклеосинтеза, то естественным образом объясняется обращение четно-нечетного эффекта и его особенности.

Как уже упоминалось, если массовое число нейтроноизбыточного ядра $A < 250$, энергия возбуждения дочернего ядра меньше высоты барьера деления и энергии связи нейтрона B_n . Поэтому здесь запаздывающие процессы или запрещены, или протекают с весьма малой вероятностью. Сечения захвата нейтронов у четных изотопов урана меньше, чем у нечетных, поэтому выход четно-четных изотопов в области $A < 250$ должен быть больше. Это следует из того, что для двух соседних ядер в цепи изотопов урана, захватывающих нейтроны, справедливо соотношение $N_1/N_2 \approx \sigma_2/\sigma_1$, где N_1 — число ядер с сечением захвата σ_1 ; N_2 — число ядер с сечением захвата σ_2 .

Когда запаздывающее деление протекает с высокой вероятностью, потери в цепях превращений тяжелых ядер с четным A проявляются значительно раньше, чем ядер с нечетным A , так как именно к ядрам с четным A принадлежат нечетно-нечетные ядра, у которых при меньшем удалении от линии β -стабильности выполняются условия, когда запаздывающее деление протекает с большой вероятностью: $Q_\beta > B_f$.

Расчет выхода изотопов выявляет связь эффекта обращения с начальным отношением концентраций четных и нечетных изотопов урана, а также с флюенсом нейтронов nvt . В эксперименте НУТСН «нечетно-четное обращение» наблюдали, начиная со значений $A = 255$, а в эксперименте «Пар» эффект сдвигался влево к $A = 252$. Таким образом, при изменении флюенса от $7 \cdot 10^{24}$ («Пар») до $4,5 \cdot 10^{25}$ (НУТСН) эффект обращения смещается на три-четыре единицы к большим A .

Если включить запаздывающее деление в анализ процесса превращений цепи нейтроноизбыточных ядер, синтезированных в импульсном нейтронном потоке термоядерного взрыва, то простая модель не только предсказывает

появление эффекта, но и качественно объясняет его смещение в зависимости от флюенса.

Чтобы получить количественную картину выхода изотопов при облучении различных мишеней импульсными потоками нейтронов, когда время облучения $T_0 \ll T_\beta$, где T_β — наиболее короткий период β -распада в цепи превращений тяжелых нейтроноизбыточных ядер, необходимо разработать более строгие теоретические модели расчета.

2.13. Хронометрические пары и запаздывающее деление. Астрономы наблюдают тенденцию удаления внегалактических туманностей от нашей Галактики. Скорость удаления v [км/с] пропорциональна расстоянию R до Галактики: $v = HR$, где H — постоянная Хаббла, лежащая в интервале $50 \div 100$ (км/с)/Мпк; возраст Вселенной T_U оценивают как $1/H$ (выражение справедливо, когда $v \ll c$). Если принять $H = 75$ (км/с)/Мпк, то $T_U = 13 \cdot 10^9$ лет.

Альтернатива астрономическому методу определения возраста Вселенной — ядерный метод. Он сводится к расчету времени, прошедшего с момента образования элементов Вселенной в мощных нейтронных потоках r -процесса, который протекает, как принято считать, при плотностях нейтронов $\sim 10^{20} \div 10^{30}$ см $^{-3}$ и температурах $\sim (0,5 \div 5,0) \cdot 10^9$. Записывают систему уравнений ядерных превращений в течение нейтронного облучения и после его спада. В конечном итоге устанавливают связь между хронометрическими парами — изотопами с периодами полураспада, сравнимыми с возрастом Вселенной: $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$, $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ и значением T_U .

Наиболее обширные расчеты продолжительности ядерного синтеза элементов Вселенной и возраста Галактики представлены в работе [51]. В ней использовали экспоненциальную модель галактического нуклеосинтеза.

На пути r -процесса тяжелые элементы накапливаются, последовательно захватывая нейтроны, насыщаются ими, испытывают β -распад, а запаздывающие нейтроны и деление ядер формируют конечную кривую выхода тяжелых элементов при переходе к долине β -стабильности. Сравнением расчетных отношений хронометрических пар, в особенности пары $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$, с определенными экспериментально и пересчитанными на время конденсации Солнечной системы, в принципе, можно получить длительность времени нуклеосинтеза и возраст Галактики.

По мнению авторов работы [51], предсказания возраста Галактики, на основе распространенности элементов, систематически занижались. Они предсказали область ядер в окрестности $Z = 94$, $N = 164$ с вероятностью запаздывающего деления 100%, которая преграждает путь к образованию сверхтяжелых элементов.

Используя экспоненциальную модель галактического нуклеосинтеза, возраст Галактики в [51] получили равным $(20, 8_{-4}^{+2}) \cdot 10^9$ лет — больше, чем на основе данных о хронометрической паре $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$. Возраст Галактики

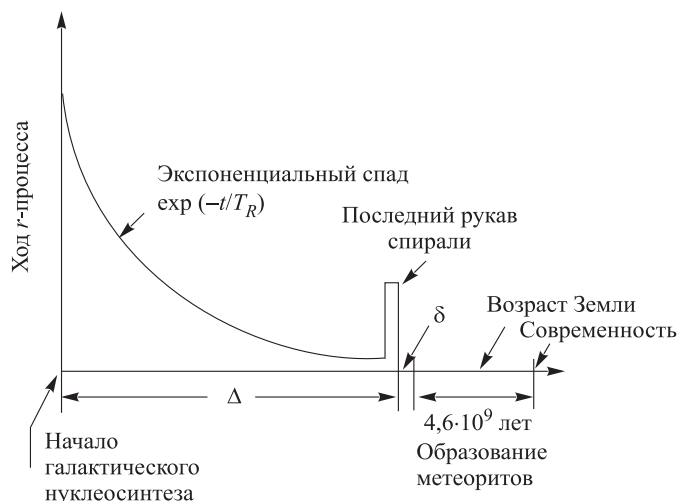


Рис. 18. Галактический нуклеосинтез. Временные интервалы

складывается из трех величин (см. рис. 18):

$$T_U = (\Delta + \delta + 4,6) \cdot 10^9 \text{ лет.} \quad (15)$$

Здесь Δ — время образования элементов в нейтронном потоке r -процесса, δ — время образования метеоритов, $4,6 \cdot 10^9$ лет — возраст Земли.

Однако в работах [52, 53] показано, что в исследованиях [51] вероятности запаздывающего деления завышены, и возраст Вселенной не превышает $15 \cdot 10^9$ лет. И все же расчеты с использованием разных моделей силовых функций и прочих параметров, определяющих протекание нуклеосинтеза, подтверждают: всегда имеется область с весьма высокой вероятностью запаздывающего деления тяжелых нейтроноизбыточных ядер, влияющая на определение возраста Вселенной.

В работах [54,55] авторы приходят к выводу: запаздывающее деление может уменьшить выход сверхтяжелых элементов с 2,6 до 190 раз в областях $Z = 110 \div 112$ и $A = 291 \div 297$ соответственно при значении константы поверхностной симметрии для жидкокапельной модели 1,79 и 2,3.

Если рассмотреть методы расчета образования элементов в быстрых нейтронных потоках, то можно прийти к заключению, что в настоящее время даже в самом современном подходе к решению теоретической проблемы о «ядерном» возрасте Вселенной все полученные оценки недостаточно надежны, так как пока нет необходимых сведений о характеристиках тяжелых нейтронообогащенных ядрах. По теоретическим оценкам высокая вероятность запаздывающего деления должна наблюдаться у ядер с избытком ней-

тронов более 10, по сравнению с известными ныне нейтроноизбыточными изотопами. Конечно, экспериментальные данные о подобных ядрах позволили бы уточнить возраст Вселенной. Однако пока нет путей синтеза таких ядер. Сегодня наиболее достоверным возрастом Вселенной считают значения в интервале $(13 \div 15) \cdot 10^9$ лет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные и теоретические исследования запаздывающего деления прошли следующие основные этапы.

- Синтез трех нейтронодефицитных ядер в минутном диапазоне периодов полураспада ^{228}Np , ^{232}Am , ^{234}Am на ускоренных пучках тяжелых ионов, измерения времен жизни и предсказания их механизма распада как запаздывающего деления (1967 г.). В дальнейшем минутные запаздывающие излучатели ^{232}Am , ^{234}Am стали полигоном для детального исследования запаздывающего деления. Большие времена их жизни дали возможность использовать не только ядерно-физические, но и химические методы исследования.
- Детальная интерпретация распада ядер-предшественников ^{232}Am , ^{234}Am , входящих в процесс запаздывающего деления (1972 г.).
- Синтез запаздывающих излучателей нейтронодефицитных изотопов с $Z > 95$ на пучках тяжелых ионов от берклия до менделевия.
- Изучение β -запаздывающего деления нейтроноизбыточных ядер, полученных в ядерных реакциях на ускорителях.
- Открытие запаздывающего деления ультранейтронодефицитных ядер левее оболочек $N = 126$, а затем в области ядер с $Z = 82$, удаленных на 19–20 нейтронов от линии β -стабильности, ставшее сильным подтверждением сделанного предсказания о характере минутного распада ядер $^{232,234}\text{Am}$ и ^{228}Np .
- Исследование запаздывающего деления нейтронодефицитных ядер с $Z > 95$.
- Изучение запаздывающего деления нейтроноизбыточных ядер.
- Экспериментальное измерение основных характеристик запаздывающего деления: вероятности P_{DF} запаздывающего деления, сечений образования $\sigma_{\text{ЕС}}$ ядер, испытывающих электронный захват, и запаздывающего деления σ_{DF} .

- Прямое доказательство существования нового типа радиоактивного распада запаздывающего деления атомных ядер с регистрацией совпадений рентгеновского излучения плутония с осколками деления дочерних продуктов ядер ^{232}Am и ^{234}Am — ^{232}Pu и ^{234}Pu , а также регистрация совпадений осколков деления дочернего продукта — ядра ^{256}Fm из изомерного состояния с β -частицами распада ^{256m}Es .
- Изучение энергии и массового распределения осколков запаздывающего деления ядер ^{232}Pu и ^{234}Pu при симметричном распределении полной кинетической энергии.

Таким образом, совокупность экспериментов показала, что запаздывающее деление представляет собой общий канал распада тяжелых ядер с достаточно большими Q_{β} .

Полученные результаты использованы в теоретических работах по определению высоты барьеров деления ядер, удаленных на значительное расстояние от линии β -стабильности. На их основе разработан новый подход к расчету силовых функций β -распада.

Открытие запаздывающего деления стимулировало развитие исследований ядерной космохронологии, а также позволило понять некоторые процессы, протекающие в термоядерных взрывах.

Сегодня главная проблема в этом направлении исследований — это экспериментальное и теоретическое изучение нейтроноизбыточных ядер. Не исключено, что с развитием методов ускорения радиоактивных ядер удастся продвинуться в область ядер, удаленных от линии β -стабильности, на гораздо большее расстояние, чем удается сегодня.

Следует отметить, что еще недостаточно изучен ECDF-распад $^{228}\text{Np} \rightarrow ^{228}\text{U} \rightarrow ff$, хотя минутный период полураспада позволяет провести детальные исследования, а структура ядра ^{228}U представляет для изучения особый интерес. Заслуживает внимания возможность изучения структуры уровней во второй потенциальной яме изомеров формы в процессе запаздывающего деления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. — Ядерная физика, 1966, т.4, с.99.
2. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К. — Ядерная физика, 1967, т.5, с.1136.
3. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. — Ядерная физика, 1967, т.5, с.271.
4. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. — Ядерная физика, 1966, т.4, с.279.
5. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. — Государственный реестр открытий. Открытие № 160 с приоритетом от 12 июля 1971 г.

6. **Гангрский Ю.П., Миллер М.Б., Михайлов Л.В., Харисов И.Ф.** — Ядерная физика, 1980, т.31, с.306.
7. **Hall H.I., Gregorich K.E., Henderson R.A. et al.** — Phys. Rev. C, 1990, v.42, №4, p.1480.
8. **Klapdor H.V., Wene C.-O., Izosimov I.N., Naumov Yu.W.** — Z. Phys. A, 1979, v.292, p.249.
9. **Hill D.L., Wheeler J.A.** — Phys. Rev., 1953, v.89, p.1102.
10. **Kratz K.L., Herrmann G.** — Z. Phys., 1973, v.263, p.435.
11. **Изосимов И.Н., Наумов Ю.В.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т.42, № 11, с.2248.
12. **Наумов Ю.В., Быков А.А., Изосимов И.Н.** — ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.2, с. 420.
13. **Gilbert A., Cameron A.G.W.** — Canad. J. Phys., 1965, v.43, p.1446.
14. **Скобелев Н.К.** — Ядерная физика, 1972, т.15, с.444.
15. **Kuznetsov V.I., Lasarev Yu.A., Oganessian Yu.Ts., Pleve A.A.** — In: Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions. Saclay, May 3–7, 1982.
16. **Оганесян Ю.Ц., Кузнецов В.И., Лазарев Ю.А.** — В сб.: Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов. Дубна, Д7-80-556, 1980, с.52.
17. **Оганесян Ю.Ц., Кузнецов В.И., Лазарев Ю.А., Плева А.А.** — В сб.: Совещание по экспериментальным установкам У-400 и физической программе первоочередных экспериментов на них. Дрезден, 1982 г. Сб. аннотаций, ОИЯИ, Д-7-82-891, Дубна, 1982, с.50.
18. **Sommerville L.P., Nurmia M.I., Ghiorso A., Seaborg G.T.** — Annual Report, Lawrence Berkeley Laboratory, 1976, LBL-6575, p.39.
19. **Habs D., Klewe-Nebenius H., Metag V. et al.** — Z. Phys. A, 1968, v.285, p.53.
20. **Hall H.I., Gregorich K.E., Henderson R.A. et al.** — Phys. Rev. C, 1990, v.41, №2, p. 618.
21. **Macfarlane R.D., McHarris W.C.** — In: Nuclear Spectroscopy and Reactions. Editor J.Cerny. Part A. NY. and L., Academic Press, 1974, p.243.
22. **Гангрский Ю.П., Маринеску Г.М., Миллер М.Б., Харисов И.Ф.** — Ядерная физика, 1978, т.27, с.894.
23. **Hall H.I., Gregorich K.E., Henderson R.A. et al.** — Phys. Rev. Lett. 1989, v.63, p 2548.
24. **Hoffmann D.C., Hoffmann M.M.** — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1974, v.24, p.151.
25. **Scofield J.H.** — At. Data Nucl. Data Tables, 1974, v.14, p.121.
26. **Poenaru D.N., Ivascu M.S., Mazilu D.** — In: Charged Particle Emission from Nuclei, ed. by D.N. Poenaru and M.S.Ivascu, CRC Press, Boca Raton, 1989, v.III, p.41.
27. **Viola V.** — Nucl. Data, 1966, Sect. B1, p.391.
28. **Unik J.P., Gindler J.E., Glendenin L.E.** — In: Proc. of the 3rd IAEA Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, 1973, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1974, v.2, p.19.
29. **Hingmann R. et al.** — Rep. GSI 85-1, 1985, p.88.
30. **Stodel Ch. et al.** — Intern. School-Seminar "Heavy Ion Physics", Dubna, 1997. Ed. Yu. Oganessian, World Scientific, Singapore, 1998, p.712.
31. **Кузнецов В.И.** — ЭЧАЯ, 1981, т.12, вып.6, с.1312.
32. **Oganessian Yu.Ts., Lasarev Yu.A.** — In: Treatise on Heavy Ions Science. Ed. Bromley D.A. NY, Plenum Press, 1985.
33. **Lasarev Yu.A. et al.** — Europhys. Lett., 1987, v.4, p.893.
34. **Берлович Э.Е., Новиков Ю.Н.** — Докл. АН СССР, 1969, т.185, с.1025.

35. **Гангрский Ю.П., Маринеску Г.М., Миллер М.Б. и др.** — ЯФ, 1978, т.27, с. 894.
36. **Wolzak G., Marinaga H.** — Radiochem. Acta, 1963, v.1, p.23..
37. **Trautman N., Denig R., Herrmann G.** — Radiochem. Acta, 1969, v.11, p.168.
38. **Батист Л.Х. и др.** — Препринт ЛИЯФ, 1977, № 363, Л1977.
39. **Hall H.I., Gregorich K.E., Henderson R.A. et al.** — Phys. Rev. C, 1989, p.1866.
40. **Myers W.D., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1966, v.81, p.1.
41. **Струтинский В.М.** — Ядерная физика, 1966, т.3, с.614.
42. **Brack M. et al.** — Rev. Mod. Phys., 1972, v.44, p.320.
43. **Back B.B. et al.** — Phys. Rev. C, 1974, v.9, p.24.
44. **Klapdor H.V., Wene C.D., Izosimov I.N.** — Z. Phys. A, 1979, v.292, p.249;
Изосимов И.Н. — Известия АН СССР, сер. физ., 1989, т.53, с.2451.
45. **Изосимов И.Н.** — ЭЧАЯ, 1999, т.30, с.321.
46. **Изосимов И.Н.** — Изв. АН, сер. физ., 1993, т.57, №1, с.29.
47. **Ingley J.S.** — Nucl. Phys. A, 1969, v.124, p.130.
48. **Cowan G.A.** — In: R.A.Welch Foundation Conference on Chemical Research, XIII, Houston, Texas, 1969, p.130.
49. **Bell I.G.** — In: Intern. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons. Antwerpen, July, 1965, p.127.
50. **Dorn D.W., Hoff R.W.** — Phys. Rev. Lett., 1965, v.14, p.440.
51. **Tielmann F.K., Metzinger J., Klapdor H.V.** — Z. Phys. A, 1983, v.309, p.301.
52. **Hoff R.W.** — In: Weak and Electromagnetic Interaction in Nuclei. Ed. H.V.Klapdor. Heidelberg. Springer Verlag, 1986, p.12.
53. **Hoff R.W.** — Inst. Phys. Conf. Ser. №88; J. Phys. G: Nucl. Phys., 1988, 14(Suppl.) p.343.
54. **Aleklett K., Nyman G., Rudstam G.** — Nucl. Phys. A, 1975, v.245, p.425.
55. **Möller P., Nix J.R.** — In: Proc. of the 3rd IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Rochester, NY, 1973, IAEA, Vienna, 1974, v.1, p.103.