

## ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Экзотические процессы в ядерной физике

К.Н. Мухин, О.О. Патаракин

*В обзоре рассказано об истории открытия и значении некоторых сравнительно новых или старых, но мало известных видов радиоактивности и других ядерно-физических явлений, которые отличаются какими-либо необычными особенностями в их свойствах и наблюдении: редкостью или даже "запрещенностью" существования, неожиданностью открытия, трудностью наблюдения или теоретического объяснения, уникальностью эксперимента и другой экзотикой.*

PACS numbers: 21.90. + f, 23.90. + w, 24.90. + d, 25.90. + k

## Содержание

1. Введение (855).
    - 1.1. Предмет и содержание статьи. 1.2. Методологические замечания.
  2. История открытия и исследования радиоактивности (858).
    - 2.1. Естественная радиоактивность. 2.2. Искусственная радиоактивность.
  3. Первая экзотика — ядерная изомерия (861).
  4. По следам открытия века (862).
    - 4.1. Деление урана. 4.2. Запаздывающие нейтроны. 4.3. Открытие и получение первых трансурановых элементов. 4.4. Спонтанное деление урана и трансурановых элементов. 4.5. Спонтанное деление ядер в изомерном состоянии. 4.6. Запаздывающее деление.
  5. Протонная радиоактивность (868).
    - 5.1. Запаздывающие протоны. 5.2. Изомерный протонный распад. 5.3. Протонный распад ядра из основного состояния. 5.4. Двухпротонная радиоактивность.
  6. Нейтронная радиоактивность (872).
    - 6.1. Общие соображения о возможности существования нейтронной радиоактивности. 6.2. Запаздывающая двухнейтронная радиоактивность. 6.3. Запаздывающая трехнейтронная и тритиевая радиоактивность.
  7. Кластерная радиоактивность (875).
    - 7.1. Предсказание существования кластерной радиоактивности. 7.2. Углеродная радиоактивность. 7.3. Неоновая, магниевая и кремниевая радиоактивность. 7.4. Обсуждение механизма кластерной радиоактивности. 7.5. Кластерный распад юрия.
  8. Двойной  $\beta$ -распад (881).
    - 8.1. Два способа поисков  $2\beta$ -распада. Первые эксперименты. 8.2. Современные детекторы  $2\beta$ -распада. 8.3. Обсуждение результатов.
  9. Ядерно-физические процессы, запрещенные законом сохранения четности (884).
    - 9.1. Слабое межнуклонное взаимодействие. 9.2. Эффекты нарушения четности в  $\gamma$ -переходах. 9.3.  $\alpha$ -распад, запрещенный по четности. 9.4. Деление, запрещенное по четности.
  10. Распады простейших ядер — нуклонов и свойства простейших антиядер (887).
    - 10.1.  $\beta$ -распад нейтрона. 10.2. Гипотетические распады нуклонов с нарушением закона сохранения барионного числа. 10.3. Анти-нуклоны. Рождение и взаимодействие. Распад антинейтрона. 10.4. Антидейтрон, антигелий-3, антитритий.
  11. Последняя (пока!) экзотика (892).
    - 11.1. Лирическое вступление. 11.2. Открытие 114-го элемента. 11.3. Открытие 118-го элемента.
  12. Заключение (895).
- Список литературы (896).

## 1. Введение

## 1.1. Предмет и содержание статьи

Настоящая статья посвящена описанию необычных, отличных от привычных ( $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -распады) видов радиоактивности и некоторых других ядерно-физических процессов и явлений, которые мы будем условно называть экзотическими. Экзотика может заключаться в необычности самого нового явления. Или в том, что соответствующее явление хотя и ожидается, но чрезвычайно маловероятно, очень редко встречается в природе и потому весьма трудно наблюдаемо. Или в надежном обнаружении эффекта, существование которого трудно объяснить теоретически. Или, наоборот, в успешном открытии предсказанного события, сделанного, наконец, после долгих и упорных поисков, благодаря использованию совершенно фантастической, поистине экзотической методики. Или... или.

Заметим сразу же, что предлагаемое название — экзотические процессы в ядерной физике вовсе не означает, что процессы и явления, о которых пойдет речь, противоречат каким-либо законам физики. Так, например, все рассматриваемые радиоактивные распады удовлетворяют как необходимому ( $M_{\alpha} \geq \sum m_i$ , где  $M_{\alpha}$  —

К.Н. Мухин, О.О. Патаракин. Российский научный центр "Курчатовский институт". Институт общей и ядерной физики 123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация  
Тел. (095) 196-75-71, 196-73-63  
Факс (095) 196-91-33  
E-mail: mukhin@chen.net.kiae.su, patarakin@dnuc.polyn.kiae.su

Статья поступила 24 мая 2000 г.

масса радиоактивного ядра, а  $\sum m_i$  — сумма масс всех продуктов распада, включая массу остаточного ядра), так и достаточным (за очень редкими исключениями, которые будут оговорены особо) условиям, т.е. законам сохранения электрического заряда, барионного и лептонного чисел, пространственной четности (в сильных и электромагнитных взаимодействиях) и т.п.

Мы долго думали, с чего начать, что включить в перечень экзотических явлений. Ведь и среди "нормальных" ядерно-физических процессов в свое время было обнаружено немало экзотики. Разве не экзотика испускание электронов внутренней конверсии, когда ядро непосредственно (без испускания промежуточного  $\gamma$ -кванта) передает свою энергию атомному электрону? Или процесс  $e$ -захвата, когда ядро поглощает электрон из атомной оболочки? Или рождение электрон-позитронных пар непосредственно за счет энергии ядра? Или их рождение свободными  $\gamma$ -квантами, когда частица с нулевой массой образует пару частиц с суммарной массой  $\sim 1$  МэВ? Или образование длиннопробежных  $\alpha$ -частиц? Да мало ли что еще!

Однако большинству читателей теперь все эти явления известны, и потому они как бы перестали быть экзотическими. Между тем существует еще одно довольно давно открытое экзотическое явление, которое не очень широко известно даже сегодня (журнал ведь читают не только физики-ядерщики). Речь идет об открытии в 1935 г. группой И.В. Курчатова ядерной изомерии у одного из изотопов брома. Это открытие дало начало целому новому направлению исследований ядер-изомеров с важным выходом в теорию, а также привело к обнаружению еще менее известных широкому читателю других изомерных процессов. Поэтому именно через эту дату — 1935 г. мы и решили провести границу между "нормальными" и экзотическими процессами и явлениями.

Через 4 года после открытия ядерной изомерии в 1939 г. произошло эпохальное событие — О. Ган и Ф. Штрассман открыли деление урана, изучение которого вскоре привело к обнаружению новых экзотических явлений, в том числе и в области радиоактивности. Было открыто спонтанное деление урана, обнаружены запаздывающие нейтроны и синтезированы первые трансурановые элементы, которые, так же как и уран, обладают  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -активностью и испытывают спонтанное деление. В конце 40-х годов и в 50-е началось экспериментальное исследование давно предсказанного  $\beta$ -распада нейтрона, о котором мы расскажем как о радиоактивном процессе одного из простейших атомных ядер.

50-е годы были ознаменованы крупнейшими достижениями в области создания новой экспериментальной методики (пузырьковая, искровая и эмульсионная камеры, сцинтилляционные и черенковские детекторы), которые сделали возможными многие открытия в области ядерной физики и физики элементарных частиц, в том числе изучение  $2\beta$ -распада и открытие двух частиц, имеющих непосредственное отношение к тематике нашей статьи. Мы имеем в виду простейшие антиядра — антипротон (1955 г.) и антинейтрон (1956 г.), из которых второй  $\beta^+$ -активен, а оба они активно взаимодействуют с нуклонами в экзотическом процессе аннигиляции с преобразованием массы нуклон-антинуклонной пары в массы и кинетические энергии других более легких

частиц. Позднее (в 60-е и 70-е годы) были открыты более сложные антиядра: антидейтрон, антигелий и антитритий, о которых также будет рассказано в этом разделе.

В 60-е годы очень большое внимание уделялось получению и изучению далеких трансурановых элементов с  $Z > 100$ . Из радиоактивной экзотики отметим открытие в 1961 г. спонтанного деления в изомерном состоянии, в 1962 г. — запаздывающих протонов, в 1966 г. — запаздывающего деления, в 1970 г. — изомерного протонного распада.

В 1964, 1970 и 1978 гг. были последовательно открыты *электромагнитный* ( $\gamma$ -распад) и два *сильных* ядерно-физических процесса ( $\alpha$ -распад и деление), запрещенных законом сохранения пространственной четности, т.е. идущих по слабому взаимодействию. В 1979, 1980 и 1984 гг. была открыта запаздывающая двухнейтронная, трехнейтронная и тритиевая радиоактивность.

В 1982 г. было сделано сенсационное открытие в области протонной радиоактивности — испускание протона из основного состояния ядра (аналог  $\alpha$ -распада), а в 1983 г. — запаздывающей двухпротонной радиоактивности. Не меньшую сенсацию вызвала цепочка открытий самопроизвольного испускания ядер тяжелее  $\alpha$ -частицы — так называемой кластерной радиоактивности (еще одного аналога  $\alpha$ -распада). Начало этим открытиям было положено в 1984 г., когда было обнаружено самопроизвольное испускание ядер  $^{14}_6\text{C}$ , затем в 1985 г. — ядер  $^{24}_{10}\text{Ne}$ , в конце 80-х годов — ядер  $^{28}_{12}\text{Mg}$  и  $^{32}_{14}\text{Si}$  и в конце 90-х годов — ядра  $^{34}_{14}\text{Si}$ , обнаружение эмиссии которого имело особое значение для определения механизма кластерного распада.

Наконец, последние по времени экзотические открытия сделаны в 1998–1999 гг., когда в исключительно сложных по замыслу и исполнению экспериментах были открыты знаменитый, давно предсказанный 114-й элемент, для продуктов распада которого и его самого были обнаружены  $\alpha$ -распад и спонтанное деление с аномально большими для этой области периодической таблицы периодами полураспада, и еще более тяжелый 118-й элемент.

В статье не рассматриваются свойства элементарных частиц (мюонов,  $\pi$ -мезонов, странных, очарованных и прелестных частиц), хотя они несомненно также обладают целым рядом экзотических особенностей. Возможно, мы расскажем о них в отдельной статье. Здесь исключение, как уже упоминалось, будет сделано только для нейтрона и протона (а также их античастиц — антипротона и антинейтрона), которые можно считать простейшими ядрами (антиядрами). Кроме обычного  $\beta$ -распада нейтрона, который был экспериментально обнаружен полвека тому назад, но продолжает удивлять физиков все новой и новой экзотикой, мы рассмотрим также гипотетические процессы распада нейтрона и протона с нарушением закона сохранения барионного числа. Аналогичное экзотическое явление с нарушением закона сохранения лептонного числа будет рассмотрено при описании безнейтринного двойного  $\beta$ -распада. Эксперименты по поиску этих запрещенных в Стандартной теории процессов чрезвычайно трудны. Достаточно заметить, что за неделю в них удается зарегистрировать только одно событие, которое имеет смысл использовать для дальнейшей обработки. Для всех процессов, перечисленных в этом абзаце, будут приведены самые свежие из известных нам данных.

Исторический подход, которого мы придерживались выше, не вполне удобен для написания статьи. Гораздо удобнее подход тематический. Поэтому структура статьи по разделам такова. Для простоты изложения основного материала об экзотической радиоактивности мы предпосылаем ему в разделе 2 исторический обзор открытий и исследований "нормальной" естественной и искусственной радиоактивности. Здесь очень кратко рассмотрены основные закономерности  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -распадов, включая упомянутую выше старую экзотику.

Основное содержание статьи начинается в разделе 3, где рассказано о ядерной изомерии. Раздел 4 посвящен открытию деления урана, запаздывающих нейтронов, первых трансурановых элементов, спонтанного деления, изомерного спонтанного деления и запаздывающего деления. В разделе 5 рассказывается о протонной и двухпротонной радиоактивности, в том числе о протонном распаде из основного и изомерного состояний ядра, испускании запаздывающих протонов и протонных пар. Раздел 6 содержит материал, относящийся к нейтронной радиоактивности. Здесь обсуждается возможность обнаружения испускания нейтрона из основного состояния ядра с измеримым периодом полураспада и рассказано о запаздывающих двух- и трехнейтронных распадах, а также о близкой по методике открытия запаздывающей тритиевой радиоактивности. Раздел 7 посвящен кластерной радиоактивности, т.е. испусканию ядрами фрагментов тяжелее  $\alpha$ -частиц. В разделе 8 рассказано о двойном  $\beta$ -распаде (двухнейтринном и безнейтринном), в разделе 9 — о  $\gamma$ -излучении,  $\alpha$ -распаде и делении, запрещенных по четности, в разделе 10 — о распаде (реальном и гипотетическом) двух простейших ядер — нейтрона и протона, а также о свойствах простейших антиядер, в разделе 11 — об открытии 114-го и 118-го элементов, в разделе 12 дано заключение.

Очевидно, что в сравнительно небольшой и достаточно популярно написанной статье было невозможно сколько-нибудь детально рассмотреть столь широкий круг вопросов. Поэтому внимательный читатель обязательно обнаружит в ней некоторые недоговоренности, неточности и, возможно, излишнюю популярность изложения. В свое оправдание заметим, что мы стремились написать статью так, чтобы она соответствовала профилю общезначимого журнала, т.е. была бы понятна и интересна всем читателям, интересующимся физикой независимо от их узкой специализации. Читателям, желающим получить более полное представление о рассказанных открытиях, мы рекомендуем воспользоваться приведенными в каждом разделе ссылками на первоисточники и некоторые книги.

## 1.2. Методологические замечания

1. В первой части Введения были перечислены около двух десятков радиоактивных процессов, одна часть которых происходит с ядрами, находящимися в основном состоянии, другая — с ядрами в возбужденном состоянии. Всего можно выделить четыре группы радиоактивных процессов, имеющих общие параметры в пределах группы.

В первую группу входят все радиоактивные процессы, которые возможны (и действительно обнаружены) для ядер, находящихся в основном состоянии. К ним относятся  $\alpha$ -,  $\beta$ - и протонный распады, испускание тяжелых фрагментов ( ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{24}\text{Ne}$ ,  ${}^{28}\text{Mg}$ ,  ${}^{32}\text{Si}$ ,  ${}^{34}\text{Si}$ ) и спонтанное деление. Основными характеристиками радиоактивных

процессов, входящих в эту группу (кроме основного состояния исходного ядра) являются самопроизвольность испускания элементарных частиц или ядерных фрагментов, изменение состава, т.е.  $A$  и (или)  $Z$  ядра, и экспоненциальный закон убывания активности с определенным периодом полураспада  $T_{1/2}$ . Современная методика позволяет измерять  $T_{1/2} \geq 10^{-12}$  с. В популярной литературе по общей физике в качестве "истинной" радиоактивности рассматривается только эта группа радиоактивных процессов.

Вторая группа включает в себя большое количество различных запаздывающих процессов, происходящих с сильно возбужденными атомными ядрами, возникающими в результате предшествующего  $\beta^\pm$ -распада. Сюда относятся испускание запаздывающих  $\alpha$ -частиц, протонов и нейтронов, протонных и нейтронных пар, нейтронных троек и трития, запаздывающее деление. Период полураспада таких двухэтапных процессов определяется их первым, происходящим по экспоненциальному закону этапом —  $\beta$ -распадом, так как последующий второй этап происходит очень быстро, за  $\tau \approx 10^{-15}$  с (заряженные частицы обычно вылетают поверх кулоновского барьера). Эта группа радиоактивных процессов приводит к изменению как состава, так и энергии возбужденного ядра.

Радиоактивные процессы, входящие в третью небольшую группу, связаны с ядрами, имеющими долгоживущие (метастабильные) изомерные уровни. В настоящее время известны три разновидности изомерных переходов: заторможенный  $\gamma$ -переход, часто сопровождающийся испусканием конверсионных электронов, изомерный протонный распад и изомерное спонтанное деление. Период полураспада изомерных процессов определяется временами жизни метастабильного состояния. Изомерный протонный распад и изомерное спонтанное деление сопровождаются изменением состава и энергии возбуждения радиоактивного ядра; изомерный  $\gamma$ -переход — только его энергии возбуждения.

Наконец, четвертая, самая малочисленная группа состоит всего из одного радиоактивного процесса, который, однако, встречается наиболее часто. Это открытый более 100 лет тому назад  $\gamma$ -распад, с помощью которого снимается избыточная энергия возбуждения ядер практически во всех перечисленных выше радиоактивных процессах. Скорость  $\gamma$ -распада определяется величиной разности энергии возбуждения и спинов начального и конечного состояний ядра. Естественно, что при  $\gamma$ -распаде изменяется только энергия возбуждения ядра, а его состав сохраняется.

2. Выше мы уже говорили, что в некоторых литературных источниках радиоактивными называют только процессы первой группы, происходящие с ядрами, находящимися в основном состоянии. Такая точка зрения, конечно, имеет право на существование. В конце концов это вопрос договоренности<sup>1</sup>. Однако нам подобная

<sup>1</sup> Желательно только, чтобы выбранная договоренность не нарушалась хотя бы в пределах одного и того же издания, как это случилось в "Физической энциклопедии", где в статье "Радиоактивность" рассматриваются только процессы, происходящие с ядрами, находящимися в основном состоянии (хотя и упоминается  $\gamma$ -распад). Такая же точка зрения излагается в статье "Альфа-распад", однако в ней в число радиоактивных процессов допускаются длиннопробежные  $\alpha$ -частицы (которые, как известно, испускаются из возбужденных состояний ядер). Радует своей последовательностью только статья

договоренность представляется несколько надуманной и не вполне логичной. Действительно: 1)  $\alpha$ -частицы и протоны, испущенные ядром в возбужденном состоянии, ничем не хуже  $\alpha$ -частиц и протонов, испущенных из основного состояния; 2) если из числа радиоактивных процессов исключается  $\gamma$ -распад, то надо исключить и  $\beta$ -распад, так как у них общая предыстория: ни  $\gamma$ -квантов, ни электронов в ядре нет (ни в основном, ни в возбужденном состоянии). Те и другие *возникают* в ядре в момент испускания, а не *вылетают* из него. Какой же это *распад* ядра? Одним словом, мы в настоящей статье не будем придерживаться описанной выше точки зрения, так как она приводит к неоправданному исключению из числа радиоактивных доброго десятка процессов, удовлетворяющих всем признакам радиоактивности, кроме одного (основное состояние), который представляется нам не очень существенным.

Действительно, все процессы второй–четвертой групп (так же как и первой) происходят самопроизвольно и описываются экспоненциальным законом (запаздывающие — на первом этапе процесса), характеризуются определенным периодом полураспада, сопровождаются испусканием элементарных частиц и ядерных фрагментов, приводят к изменению состава и (или) энергии возбуждения радиоактивного ядра.

Кроме сказанного можно привести еще целый ряд аргументов в пользу того, чтобы считать все процессы второй–четвертой групп радиоактивными:

а)  $\gamma$ -распад, открытый в XIX веке и названный его первооткрывателями одним из трех основных видов радиоактивности, вряд ли нуждается в дополнительных аргументах. Заметим только, что исключить  $\gamma$ -распад из числа радиоактивных процессов на том основании, что он происходит только с ядрами, находящимися в возбужденном состоянии, по меньшей мере нелогично, потому что  $\gamma$ -распад ядра, находящегося в основном состоянии, просто *запрещен* законом сохранения энергии. В этом смысле (с точки зрения закона сохранения энергии) все радиоактивные процессы, происходящие с ядрами, находящимися в основном состоянии, *разрешены* потому, что материнское ядро имеет большую массу, чем продукты распада, т.е. тоже, как и в случае  $\gamma$ -излучения, находится в более высоком ("возбужденном") энергетическом состоянии.

б) Различные виды запаздывающей нейтронной радиоактивности (испускание одного, двух или трех запаздывающих нейтронов) были открыты с использованием именно *нейтронных* детекторов (см. раздел 6).

в) Изомерные радиоактивные процессы также были открыты экспериментально, независимо от теории (которая была построена позже), причем в случае изомерного  $\gamma$ -перехода два состояния ядра (основное и метастабильное) настолько сильно отличаются друг от друга по некоторым *ядерным* свойствам, что скорее выглядят как два различных ядра, чем как основное и возбужденное состояния одного и того же ядра.

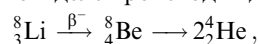
3. Из предыдущего видно, что между радиоактивностью ядер, находящихся в основном и возбужденном состоянии, нет особо важного различия. В связи с этим в

настоящей статье мы объединяем материал по другим признакам. Так, например, в одном и том же разделе (Протонная радиоактивность) рассматриваются и протонный распад, и изомерный протонный распад, и запаздывающие протоны, и запаздывающие протонные пары, и даже гипотетическая двухпротонная радиоактивность. Однако очень важно еще раз подчеркнуть, что в настоящее время условились считать радиоактивными процессы, характеризующиеся периодами полураспада  $T_{1/2} \geq 10^{-12}$  с, нижняя граница которых на три порядка превышает время распада составного ядра, образующегося в ядерной реакции, идущей в механизме Бора. Такое временное разграничение исключает возможность принятия за радиоактивный процесс мгновенного ( $\sim 10^{-15}$  с) распада составного ядра, происходящего с вылетом протонов и нейтронов. Подобная не вполне однозначная ситуация может возникнуть, например, когда ядра-излучатели запаздывающих протонов сами образуются в процессе ядерной реакции, сопровождающейся вылетом мгновенных "испарительных" протонов, а запаздывающие протоны имеют настолько большую энергию, что тоже вылетают (после  $\beta$ -распада) мгновенно (поверх кулоновского барьера). Выбор в качестве нижней временной границы для радиоактивных процессов значения  $T_{1/2} = 10^{-12}$  с исключает возможность неоднозначного истолкования результатов экспериментов.

4. Еще одно замечание методологического характера мы делаем в форме простой констатации довольно странного факта, с которым приходится считаться.

Ранее мы говорили, что все запаздывающие радиоактивные процессы происходят с дочерними ядрами, образующимися после  $\beta$ -распада основных ядер, из которых состоит экспериментально исследуемая мишень. Тем не менее испускаемые запаздывающие частицы не очень логично приписывают в таблицах свойств ядер именно ядрам мишени. Например, характеристики запаздывающих нейтронов, фактически испускаемых ядрами  $^{11}\text{Be}$ , в таблицах приводят для ядер мишени  $^3\text{Li}$ , из которых ядра  $^{11}\text{Be}$  образуются в процессе  $\beta^-$ -распада.

Аналогично запаздывающие протоны, фактически испускаемые ядрами  $^{13}\text{N}$ , указаны в таблицах для материнского ядра-мишени  $^{13}\text{O}$ , которое путем  $\beta^+$ -распада превращается в  $^{13}\text{N}$ , испускающее затем протон и т.п. Выглядит такая запись подчас довольно нелепо, как, например, в случае  $^8\text{Li}$ , рядом с которым в таблицах указан распад на две  $\alpha$ -частицы. Но если учесть, что на самом деле происходит двухступенчатый процесс



то кажущееся противоречие с законом сохранения заряда исчезнет. Повторим, с такой системой записи сейчас уже ничего не поделаешь, но если хорошо подумать, то, может быть, так даже удобнее. Например, упомянутое выше ядро  $^8_4\text{Be}$  нестабильно и потому в таблицах его вообще нет.

## 2. История открытия и исследования радиоактивности

### 2.1. Естественная радиоактивность

Прошло более 100 лет после того, как А. Беккерель, изучая фосфоресценцию солей урана, обнаружил потем-

"Протонная радиоактивность", в которой к радиоактивным процессам кроме протонного распада из основного состояния отнесены и изомерный протонный распад, и испускание запаздывающих протонов и протонных пар.

нение фотопластинок, завернутых в бумагу вместе с солью без предварительного облучения ее солнечным светом [1]. В дополнительном опыте А. Беккерель показал, что открытый им эффект наблюдается не только для солей, но и для металлического урана, т.е. является свойством самого элемента. Обнаруженный эффект самопроизвольного испускания ураном нового, неизвестного до того времени излучения был назван радиоактивностью.

Через несколько лет Пьер и Мария Кюри открыли два новых радиоактивных элемента — полоний ( ${}_{84}\text{Po}$ ) и радий ( ${}_{88}\text{Ra}$ ), активность которых оказалась в  $10^7$  раз выше, чем урана [2]. Позднее в природе были обнаружены еще четыре радиоактивных элемента: радон ( ${}_{86}\text{Rn}$ ), актиний ( ${}_{89}\text{Ac}$ ), торий ( ${}_{90}\text{Th}$ ) и протактиний ( ${}_{91}\text{Pa}$ ). Этими семью элементами и радиоактивными продуктами их распада исчерпывался на первых порах список радиоактивных элементов, встречающихся в природе, если не считать открытых позже  $\beta$ -активного изотопа калия ( ${}^{40}_{19}\text{K}$ ) и нескольких  $\alpha$ -активных изотопов редкоземельных элементов (см. ниже).

Изучение свойств радиоактивного излучения, начатое М. Кюри, которая обнаружила в его составе быстро тормозящуюся в веществе тяжелую компоненту [3], и продолженное Э. Резерфордом, исследовавшим отклонение испускаемых частиц в электрическом и магнитном полях [4], показало, что новое излучение содержит три компоненты, названные в то время  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучами.

Позднее было установлено, что  $\alpha$ -лучи — это ядра гелия ( ${}^4_2\text{He}$ ), движущиеся со скоростью около  $10^9$  см  $\text{с}^{-1}$  и поглощающиеся слоем алюминия толщиной несколько микрон;  $\beta$ -лучи — электроны, движущиеся со скоростью, близкой к скорости света ( $c = 3 \times 10^{10}$  см  $\text{с}^{-1}$ ), и поглощающиеся слоем алюминия толщиной порядка 1 мм;  $\gamma$ -лучи — сильно проникающее электромагнитное излучение. Источником всех трех видов радиоактивного излучения является атомное ядро.  $\alpha$ -распад происходит под действием сильного,  $\beta$ -распад — слабого, а  $\gamma$ -излучение — электромагнитного взаимодействия. Радиоактивные ядра могут испускать  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения, находясь как в основном, так и в возбужденном состоянии;  $\gamma$ -излучение — только в возбужденном состоянии.

$\alpha$ - и  $\gamma$ -излучения монохроматичны,  $\beta$ -излучение характеризуется непрерывным энергетическим спектром (вместе с электроном ядро испускает электронное антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ , уносящее часть энергии).  $\alpha$ -частицы перед испусканием формируются из нуклонов ядра. Электроны, антинейтрино и  $\gamma$ -кванты не содержатся в ядре в готовом виде, а образуются в момент испускания. Кроме испускания  $\gamma$ -квантов ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может отдать свою энергию непосредственно (без предварительного испускания  $\gamma$ -кванта) орбитальному электрону (внутренняя конверсия), а также, если энергия возбуждения превосходит  $2m_e c^2 \approx 1$  МэВ (где  $m_e$  — масса электрона), потратить ее на образование электрон-позитронной пары.

Количество радиоактивных ядер  $N$  изменяется со временем по закону радиоактивного распада (экспоненциально):

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (1)$$

где  $N(t)$  и  $N_0$  — число ядер в моменты  $t$  и  $t = 0$  соответственно, а  $\lambda$  — вероятность распада в единицу

времени (постоянная распада). Среднее время жизни радиоактивного ядра  $\tau = 1/\lambda$ , средний период полураспада  $T_{1/2} = \tau \ln 2 \approx 0,69\tau$ .

Протекание радиоактивного процесса практически не зависит от влияния окружающей среды<sup>2</sup>. Его вероятность определяется интенсивностью соответствующего взаимодействия (сильное, электромагнитное, слабое), освобождающейся энергией (повышается с ростом энергии), разностью спинов исходного и конечного ядер (уменьшается с ростом разности спинов), а в случае  $\alpha$ -распада — величиной кулоновского барьера (уменьшается с ростом барьера). Примерные границы периодов полураспада для  $\alpha$ -излучения находятся в пределах  $10^{-7}$  с —  $10^{17}$  лет, для  $\beta$ -излучения  $10^{-2}$  с —  $10^{16}$  лет, для  $\gamma$ -излучения  $10^{-19}$  с —  $10^{10}$  лет.

Главной особенностью  $\alpha$ -распада является то, что он описывается законом Гейгера — Неттола [5], в соответствии с которым

$$\lg \lambda = A \lg T_\alpha + B, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — вероятность  $\alpha$ -распада,  $T_\alpha$  — кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы,  $A$  и  $B$  — константы. Согласно этому закону упомянутому выше огромному диапазону значений периодов полураспада для  $\alpha$ -излучения соответствует совсем небольшой интервал кинетических энергий  $\alpha$ -частиц (1,8–9 МэВ)<sup>3</sup>.

Основной причиной существования очень больших периодов полураспада, т.е. сравнительно малой (для сильного взаимодействия) вероятности  $\alpha$ -распада, является наличие кулоновского барьера для вылетающих  $\alpha$ -частиц, который в классической физике вообще полностью запрещает  $\alpha$ -распад, а в квантовой механике становится слегка прозрачным благодаря специфическому туннельному эффекту.

Квантовомеханическая теория  $\alpha$ -распада была построена в 1928 г. Г. Гамовым [6] и независимо от него Э. Кондоном и Р. Герни [7] в квазиклассическом приближении Вентцеля, Крамерса и Бриллюэна (метод ВКБ). Согласно этой теории прозрачность кулоновского барьера  $D$  приблизительно можно оценить по формуле

$$D = \exp \left[ -\frac{2}{h} \int_R^{r_T} \sqrt{2m_\alpha \frac{2Ze^2}{r} - T} dr \right] \approx \approx \exp \left[ -\frac{2}{h} \sqrt{2m_\alpha (V_K - T)} R \right], \quad (3)$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $R$  — радиус ядра,  $r_T = 2Ze^2/T$ ,  $m_\alpha$  — масса  $\alpha$ -частицы,  $Z$  — заряд ядра,  $T$  — кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы,  $V_K$  — высота кулоновского барьера. Из структуры формулы видно, что прозрачность кулоновского барьера при малых энергиях  $\alpha$ -частиц чрезвычайно мала, что, в основном, и определяет большие периоды полураспада для  $\alpha$ -излучения.

Кроме прозрачности барьера  $D$  в теории  $\alpha$ -распада учитывается также так называемый предэкспоненциальный множитель  $K = vP$ , где  $P$  — трудно рассчитываемая

<sup>2</sup> Постоянная распада для  $e$ -захвата в связи с его спецификой (захват ядром электрона из атома) может слегка зависеть от химических свойств среды.

<sup>3</sup> Длиннопробежные  $\alpha$ -частицы имеют энергию до 11,65 МэВ ( ${}^{212}\text{Po}$ ).

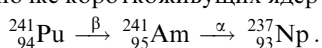
вероятность образования  $\alpha$ -частицы из нуклонов материнского ядра вблизи его поверхности (фактор формирования), а  $v = v/2R$  — частота соударений  $\alpha$ -частицы с барьером в процессе туннелирования ( $v$  — скорость  $\alpha$ -частиц). Таким образом, константа  $\alpha$ -распада  $\lambda$  равна  $\lambda = KD = vPD$ .

Очень большие времена жизни для  $\beta$ -распада объясняются исключительной слабостью взаимодействия, которое отвечает за этот процесс (*слабое* взаимодействие), а широкий диапазон времен жизни — пропорциональностью вероятности  $\beta$ -распада пятой степени энергии ( $\lambda = 1/\tau \sim E_\beta^5$ ). В случае  $\gamma$ -излучения широкий диапазон времен жизни объясняется сильной зависимостью вероятности этого процесса от освобождающейся энергии  $E$  и разности спинов  $\Delta I$  ядра в возбужденном и основном состояниях. При малых  $E$  и больших  $\Delta I$  вероятность  $\gamma$ -излучения может стать меньше вероятности внутренней конверсии.

Радиоактивные процессы, описанные выше, называются естественной радиоактивностью. Изотопы тяжелых радиоактивных элементов, встречающихся в природе, систематизируются в виде трех радиоактивных семейств (рядов), первыми членами которых считаются изотоп тория  ${}^{232}_{90}\text{Th}$  (семейство тория), изотоп урана  ${}^{238}_{92}\text{U}$  (семейство урана) и изотоп урана  ${}^{235}_{92}\text{U}$  (семейство актиноурана). Из характера изменения состава ядер при радиоактивных распадах очевидно, что все члены радиоактивных семейств описываются формулами  $A = 4n$ ,  $A = 4n + 2$ ,  $A = 4n + 3$  соответственно, где  $A$  — массовое, а  $n$  — целое число. Среди легких и средних элементов, встречающихся в природе, радиоактивных изотопов совсем мало. В качестве примеров можно привести редкий ( $\sim 0,01\%$ )  $\beta$ -активный изотоп калия  ${}^{40}_{19}\text{K}$ , период полураспада которого равен  $T_{1/2} = 1,28 \times 10^6$  лет, и  $\alpha$ -активные изотопы самария  ${}^{147}_{62}\text{Sm}$  ( $T_{1/2} = 1,06 \times 10^{11}$  лет) и  ${}^{148}_{62}\text{Sm}$  ( $T_{1/2} = 8 \times 10^{15}$  лет), а также неодима  ${}^{144}_{66}\text{Nd}$  ( $T_{1/2} = 5 \times 10^{15}$  лет). Всего известно около 300 природных радиоактивных ядер.

## 2.2. Искусственная радиоактивность

Гораздо больше (порядка 2000) радиоактивных ядер было получено искусственно с помощью ядерных реакций, причем во всем диапазоне периодической таблицы Д.И. Менделеева, начиная от первого элемента — водорода, имеющего  $\beta$ -активный изотоп — тритий  ${}^3_1\text{H}$ , и кончая сверхтяжелыми трансурановыми элементами, для которых синтезировано по 10–15 радиоактивных изотопов (см. раздел 4.3). При этом было открыто два новых, давно предсказанных элемента — астатин ( ${}_{85}\text{At}$ ) и франций ( ${}_{87}\text{Fr}$ ) и синтезировано четвертое радиоактивное семейство нептуния, отвечающее недостающей формуле  $A = 4n + 1$ . Первым членом этого семейства считается долгоживущий изотоп первого трансуранового элемента — нептуния  ${}^{237}_{93}\text{Np}$ , хотя это ядро образуется в цепочке короткоживущих ядер



Впрочем, так же обстоит дело и с первыми членами остальных семейств.

Идея получения искусственных радиоактивных ядер заключается в принудительном изменении нуклонного состава стабильного ядра, который удовлетворяет условию  $N_n/N_p \approx 1$  в области легких ядер и  $N_n/N_p \approx 1,5$  в области тяжелых, где  $N_n$  — число нейтронов в ядре, а

$N_p$  — число протонов. Бомбардируя стабильное ядро протонами (тяжелыми ионами,  $\alpha$ -частицами) или нейтронами, можно создать в нем соответственно избыток протонов или нейтронов, в связи с чем вновь образованное ядро делается энергетически неустойчивым по отношению к радиоактивному распаду. Заметим, что радиоактивными могут стать и сами стабильные ядра, если их перевести в возбужденное состояние, облучая  $\gamma$ -квантами, либо если они сами образуются в нем за счет предшествующего  $\beta$ -распада. В разделе 9.3 мы познакомимся с  $\alpha$ -активностью стабильного ядра кислорода  ${}^{16}_8\text{O}$ , образовавшегося в возбужденном состоянии после  $\beta$ -распада ядра  ${}^{16}_7\text{N}$ .

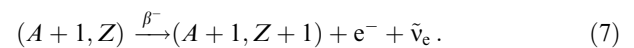
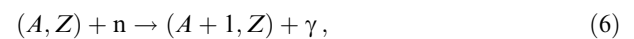
Впервые искусственная радиоактивность была открыта Ф. Жолио и И. Кюри [8, 9], которые, изучая реакцию



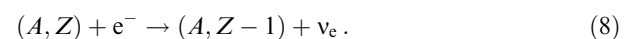
обнаружили у  ${}^{30}_{15}\text{P}$  после прекращения облучения остаточную позитронную радиоактивность вида



Аналогично Э. Ферми получил несколько десятков искусственных  $\beta^-$ -активных ядер с помощью (n,  $\gamma$ )-реакций [10]:



Из формул (5) и (7) видно, что  $\beta^+$ -распад понижает, а  $\beta^-$ -распад повышает заряд исходного ядра на единицу. К такому же эффекту, как  $\beta^+$ -распад, приводит третий вид  $\beta$ -распада, открытый в 1937 г. Л. Альваресем [11] — захват электрона из атомной оболочки (обычно К) собственного атома, идущий по схеме



И хотя это открытие состоялось через 2 года после установленной нами границы между "обычными" и экзотическими явлениями и само по себе вполне экзотично (ядерный процесс открыт в результате наблюдения характеристического рентгеновского излучения, т.е. атомного явления), мы не будем рассматривать его отдельно, считая достаточно хорошо известным. Напротив, гораздо менее известный четвертый вид  $\beta$ -активности — двойной  $\beta$ -распад будет рассмотрен отдельно в одном из разделов, посвященных экзотической радиоактивности (раздел 8).

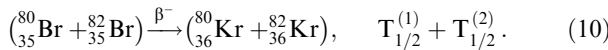
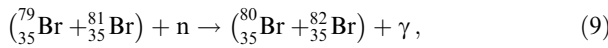
Еще одно замечание. При получении искусственных радиоактивных ядер с помощью процессов (4)–(8) эти ядра обычно образуются в возбужденных состояниях, в результате чего для них становятся возможными не только  $\gamma$ -переходы (всегда), но и  $\alpha$ - и  $\beta$ -распады, а также своеобразные каскадные двухэтапные радиоактивные процессы запаздывающего и изомерного характера, которые также рассмотрены в последующих разделах статьи.

Изложенный выше исторический обзор открытия и исследования естественной и искусственной радиоактивности был задуман и получился весьма кратким и неполным. Несколько более подробное описание этого материала при необходимости можно найти, например, в книге [12] и ссылках, приведенных в ней.

### 3. Первая экзотика — ядерная изомерия

В 1935 г., т.е. в самом начале исследования искусственной радиоактивности, И.В. Курчатовым с сотрудниками было сделано важное открытие ядерной изомерии брома, положившее начало целому новому направлению исследований [13]. История этого открытия очень любопытна и поучительна, поэтому мы рассмотрим ее достаточно подробно.

Со времен опытов Э. Ферми по изучению искусственной  $\beta^-$ -активности было известно, что встречающийся в природе бром при облучении его нейтронами становится  $\beta^-$ -активным, причем его  $\beta^-$ -активность характеризуется двумя периодами полураспада  $T_{1/2}^{(1)} = 18$  мин и  $T_{1/2}^{(2)} = 4,4$  ч. Поскольку бром встречается в природе в виде смеси двух стабильных изотопов  $^{79}_{35}\text{Br}$  и  $^{81}_{35}\text{Br}$ , этот результат казался вполне естественным: при захвате нейтрона одним из них образуется радиоактивный изотоп  $^{80}_{35}\text{Br}$  с периодом полураспада  $T_{1/2}^{(1)}$ , а при захвате другим — радиоактивный изотоп  $^{82}_{35}\text{Br}$  с периодом  $T_{1/2}^{(2)}$ :



Однако после опытов И.В. Курчатова с сотрудниками эту вполне правдоподобную картину пришлось изменить. В результате облучения брома нейтронами удалось обнаружить не два, а три периода полураспада: два прежних (18 мин и 4,4 ч) и один новый — 34 ч. Но тогда возникает вопрос: если за два первых периода отвечают два известных стабильных изотопа брома  $^{79}_{35}\text{Br}$  и  $^{81}_{35}\text{Br}$ , дающие в  $(n, \gamma)$ -реакции радиоактивные изотопы  $^{80}_{35}\text{Br}$  и  $^{82}_{35}\text{Br}$ , то кто отвечает за третий период?

Простейший ответ на этот вопрос заключается в предположении образования радиоактивного изотопа селена в  $(n, p)$ -реакции:



или радиоактивного изотопа мышьяка в  $(n, \alpha)$ -реакции:



Однако справедливость подобного предположения исключалась самой процедурой радиохимического опыта, в котором проводилась проверка на возможное появление радиоактивных изотопов селена или мышьяка. При добавлении в радиоактивный раствор солей стабильного селена или мышьяка и последующем осаждении активность в осадках не обнаруживалась. Она проявлялась только в растворах и осадках, содержащих бром.

Таким образом, для ответа на поставленный вопрос можно было предложить только следующие три гипотезы: 1) существование третьего стабильного изотопа брома; 2) образование третьего радиоактивного изотопа брома  $^{78}_{35}\text{Br}$  в реакции  $(n, 2n)$ :

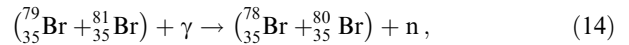


3) существование у одного из радиоактивных изотопов брома ( $^{80}_{35}\text{Br}$  или  $^{82}_{35}\text{Br}$ ) двух периодов полураспада.

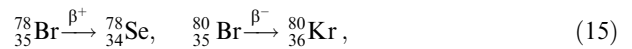
Первая гипотеза представлялась маловероятной с самого начала с учетом закономерностей систематики стабильных ядер с нечетным числом протонов  $Z$ . Позднее отсутствие третьего стабильного изотопа

брома было подтверждено методом масс-спектрокопии. Вторая гипотеза была закрыта последующими опытами с медленными нейтронами, в которых активность с третьим периодом также возникала, тогда как реакция  $(n, 2n)$  на бром могла идти только на быстрых нейтронах. Таким образом, оставалась только третья гипотеза о существовании у одного из двух радиоактивных изотопов брома двух периодов полураспада. Но в этом случае возникают новые вопросы: у какого изотоба и какие два периода из обнаруженных трех?

Ответы на эти вопросы были получены в опытах по облучению брома  $\gamma$ -квантами, в процессе которого образуются два радиоактивных изотопа брома  $^{78}_{35}\text{Br}$  и  $^{80}_{35}\text{Br}$ :



распадающиеся по схемам:



причем и в этом случае  $\beta^-$ -активность характеризовалась не двумя, а тремя периодами полураспада: 6,4 мин, 18 мин и 4,4 ч. Сопоставляя результаты опытов по облучению брома нейтронами и  $\gamma$ -квантами, можно заключить, что в них встречаются по два одинаковых периода (18 мин и 4,4 ч) и один и тот же радиоактивный изотоп  $^{80}_{35}\text{Br}$ , которому и надо их оба приписать. Обращаем внимание, что один из этих периодов пришлось "отобрать" у  $^{82}_{35}\text{Br}$ , которому он был раньше ошибочно приписан и которому теперь надо приписать третий, вновь обнаруженный период 34 ч. Вот какой сложной оказалась задача расшифровки радиоактивности брома!

Но вернемся к изотопу  $^{80}_{35}\text{Br}$ . Из факта обнаружения у него двух периодов полураспада  $T_{1/2} = 18$  мин и  $T_{1/2} = 4,4$  ч следует, что это ядро образуется в реакции (9) не только в основном состоянии, характеризующемся  $\beta^-$ -распадом с  $T_{1/2} = 18$  мин, но и в долгоживущем (метастабильном) возбужденном изомерном состоянии, которое отвечает за  $\beta^-$ -распад со вторым периодом  $T_{1/2} = 4,4$  ч.

Упрощенная схема распадов ядра  $^{80}_{35}\text{Br}$  изображена на рис. 1а (более точная — на рис. 1б). Образующееся в реакции (9) возбужденное ядро  $^{80}_{35}\text{Br}^*$  может распадаться двумя способами (I и II). При распаде способом I ядро быстро (за  $\sim 10^{-13}$  с) переходит в основное состояние, из которого испускает электрон и антинейтрино с  $T_{1/2} = 18$  мин. При распаде способом II ядро  $^{80}_{35}\text{Br}^*$  быстро переходит в метастабильное (долгоживущее,

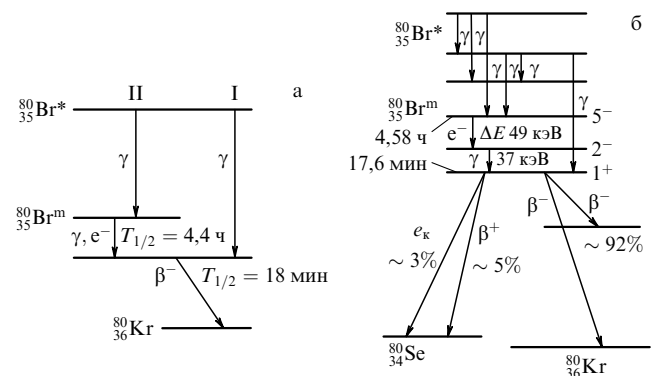


Рис. 1. Схемы уровней ядра  $^{80}_{35}\text{Br}$ : упрощенная (а) и более точная (б).

изомерное) состояние  ${}^{80}_{35}\text{Br}^m$ , а затем медленно (с  $T_{1/2} = 4,4$  ч) в основное с последующим  $\beta$ -распадом (с тем же периодом полураспада  $T_{1/2} = 4,4$  ч).

Вскоре вслед за бромом ядерная изомерия была обнаружена у некоторых изотопов других элементов, и началось детальное исследование ее закономерностей. При этом большое значение, в том числе для построения теории изомерии, имело полученное группой И.В. Курчатова экспериментальное доказательство того, что изомерный переход ядра происходит, главным образом, не за счет  $\gamma$ -излучения, а за счет испускания электронов внутренней конверсии.

Теория ядерной изомерии была создана в 1936 г. Вейцеккером [14], который объяснил ее природу существованием у ядра-изомера метастабильного уровня с большим спином  $I$  по сравнению с основным состоянием (в нашем примере с бромом  $\Delta I = 4$ ) и небольшой энергией возбуждения (в нашем примере  $E \approx 0,1$  МэВ). Из теории следует, что в подобных случаях  $\gamma$ -излучение оказывается сильно заторможенным и переход из изомерного состояния осуществляется, в основном, за счет испускания электронов внутренней конверсии.

В настоящее время известно около сотни ядер-изомеров с периодами полураспада, изменяющимися в пределах от  $2,8 \times 10^{-10}$  с до 5000 лет. Среди радиоактивных ядер-изомеров имеются ядра не только с двумя, но и с тремя периодами полураспада. У  $\beta$ -стабильных ядер изомерия проявляется в виде процессов заторможенного  $\gamma$ -излучения и (или) испускания электронов внутренней конверсии, выбиваемых из К или L оболочек атома.

Систематическое изучение свойств ядер-изомеров привело к открытию так называемых островков изомерии, т.е. концентрации ядер-изомеров в нескольких определенных диапазонах изменения числа нейтронов и протонов, содержащихся в ядрах. Это открытие послужило очень сильным аргументом в пользу одной из самых популярных моделей атомного ядра — модели ядерных оболочек. Наиболее успешный вариант этой модели (со спин-орбитальной связью) был предложен в 1949 г. М. Гепперн-Майер [15]. Эта модель правильно предсказывала многие свойства основных состояний ядер, например спин и четность, а также особую устойчивость ядер, содержащих так называемое магическое число нуклонов (2, 8, 20, 28, 50, 126 и, возможно<sup>4</sup>, 114 и 184). Кстати говоря, магическими их назвали именно из-за экзотичности свойств соответствующих им ядер. Но этот вопрос выходит за рамки нашей статьи.

Открытие ядерной изомерии поистине нельзя переоценить. По существу оно положило начало обнаружению целого ряда новых радиоактивных процессов. В разделе 4.5 мы познакомимся с новым видом изомерии, наблюдающейся в спонтанном делении, — изомерией формы, в разделе 5.2 — с изомерным протонным распадом; в разделе 6.1 будет упомянута гипотетическая возможность существования нейтронного изомерного распада.

#### 4. По следам открытия века

Новая экзотика не заставила себя долго ждать. Всего через несколько лет после открытия ядерной изомерии было открыто сверхэкзотическое явление деления урана,

и вскоре после этого практически одновременно сделаны три важнейших открытия в области радиоактивности: обнаружены запаздывающие нейтроны, открыто спонтанное деление урана и получены первые искусственные трансурановые элементы, которые так же как и сам уран, являются радиоактивными. Кроме того, в процессе изучения свойств двух последних открытий, но уже значительно позже, были обнаружены спонтанное деление в изомерном состоянии и запаздывающее деление. (Обратите внимание на своеобразную преемственность в названиях, да и в существе дела, по отношению к предшествующим открытиям ядерной изомерии, спонтанного деления и запаздывающих нейтронов.) Ниже мы расскажем обо всех этих открытиях, а сейчас напомним их предысторию.

##### 4.1. Деление урана

В 1939 г. О. Ган и Ф. Штрассман [16] сделали эпохальное открытие деления урана, положившее начало изучению этого удивительного явления. Как известно, практическое его использование привело ко всему тому хорошему и плохому, из-за чего наш век называется атомным.

Любопытно отметить, что открытие деления могло быть сделано лет на пять раньше, когда Э. Ферми ставил свои многочисленные систематические опыты по облучению всех элементов периодической системы Д.И. Менделеева нейтронами и изучал искусственную  $\beta^-$ -активность продуктов облучения (см. раздел 2.2). Легенда гласит<sup>5</sup>, что, когда очередь дошла до облучения урана, Э. Ферми не заметил осколков деления  ${}^{235}\text{U}$  потому, что, изучая  $\beta$ -активность и желая избавиться от мешающего ему  $\alpha$ -фона, он закрывал  $\beta$ -активные препараты тонким слоем поглотителя, который оказался непрозрачным для осколков деления.

Из-за этой досадной ошибки результаты опытов по облучению урана интерпретировались Э. Ферми [17] по стандартной схеме, о которой рассказано в разделе об искусственной радиоактивности. Согласно этой схеме изотоп урана, захватив нейтрон, преобразуется в более тяжелый  $\beta$ -нестабильный изотоп того же элемента, который после  $\beta$ -распада превращается в один из изотопов первого *зауранового* (трансуранового) 93-го элемента, а тот в свою очередь может превратиться в 94-й элемент и т.д. В результате получается цепочка радиоактивных элементов. И не одна, поскольку уран имеет несколько изотопов. А в экспериментах Э. Ферми как раз и наблюдалось несколько радиоактивных цепочек.

Однако подобная интерпретация опытов Э. Ферми вызывала сомнения у некоторых радиохимиков, не находивших у продуктов облучения урана свойств, которыми должны обладать заурановые элементы, а наоборот, обнаруживших свойства, присущие элементам из середины периодической таблицы Д.И. Менделеева. Так, И. Кюри и П. Савич в 1938 г. доказали, что один из возникающих продуктов подобен по свойствам лантану [18]. Окончательное решение этой загадки было найдено О. Ганом и Ф. Штрассманом, которые в упомянутой выше работе [16] в результате точного радиохимического анализа обнаружили среди продуктов облучения урана нейтронами элемент из середины

<sup>4</sup> См. по этому поводу раздел 11.

<sup>5</sup> Один из авторов этой статьи слышал эту историю от физика, который активно занимался ядерной наукой уже во времена Э. Ферми.



периодической таблицы — барий. Это так сильно поразило авторов работы, что в своей статье они написали: хотя, как химики, мы уверены в полученном результате, но как физиков он нас удивляет.

Правильную интерпретацию опыта О. Гана и Ф. Штрассмана вскоре дали Л. Мейтнер и О. Фриш [19], которые высказали гипотезу о неустойчивости тяжелых ядер по отношению к изменению их формы, вследствие чего возбужденное при захвате нейтрона ядро урана может разделиться на две примерно равные части — осколки деления.

На рисунке 2 схематически показано, что первоначально при переходе ядра от сферической формы к эллипсоидальной, когда растет его поверхность, энергия ядра  $W$  также увеличивается на  $W_f$  (высоту кулоновского барьера), а затем из-за кулоновского расталкивания формирующихся полюсов "гантели" резко падает с освобождением энергии деления  $Q$ . Для разделения ядра на два осколка необходимо, чтобы энергия связи  $\epsilon_n$  и кинетическая энергия  $T_n$  захватываемого нейтрона в сумме превосходили высоту кулоновского барьера  $W_f$  ( $\epsilon_n + T_n > W_f$ ). При меньшем возбуждении ядро будет только осциллировать, переходя от сферической формы к эллипсоидальной и обратно.

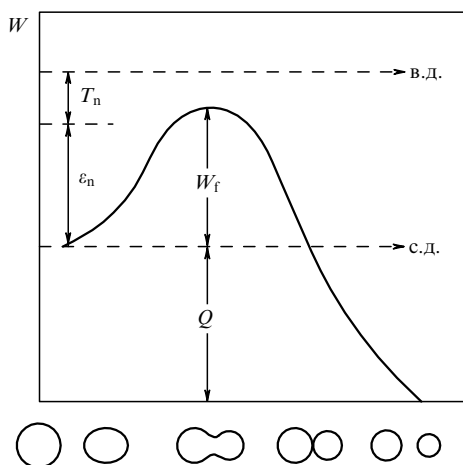


Рис. 2. Зависимость потенциальной энергии  $W$  делящегося ядра от его формы:  $\epsilon_n$  и  $T_n$  — энергия связи и кинетическая энергия захватываемого нейтрона;  $W_f$  — высота кулоновского барьера;  $Q$  — энергия деления. Стрелками показаны схемы вынужденного (в.д.) и спонтанного (с.д.) деления.

В своей работе О. Фриш и Л. Мейтнер, в частности, предсказали, что наряду с барием среди продуктов деления урана должен встречаться криптон, потому что  $Z_{Ba} + Z_{Kr} = Z_U$  ( $56 + 36 = 92$ ). Правильность этого предсказания подтвердили О. Ган и Ф. Штрассман в работе [20], где они также отметили возможность испускания в процессе деления нейтронов.

Легко видеть, что если гипотеза О. Фриша и Л. Мейтнер верна, то реакция деления должна обладать следующими свойствами:

1. Очень большое энерговыделение  $Q \approx 200$  МэВ. Это следует из различия средней энергии связи нуклона в ядрах урана и осколков деления.

2. Подавляющая часть энергии деления должна освобождаться в форме кинетической энергии осколков деления. Это следует из существования сильного куло-

новского расталкивания образующихся при делении осколков.

3. Осколки деления должны обладать высокой ионизирующей способностью и иметь очень небольшой пробег в конденсированном веществе. Это следует из того, что в момент своего образования они являются не нейтральными атомами, а ионами с эффективным положительным зарядом  $Z \approx 20$ . (Именно поэтому Э. Ферми и не заметил осколков деления в своих опытах с тонким поглотителем  $\alpha$ -частиц.)

4. Осколки деления должны быть  $\beta$ -активны и могут испускать нейтроны, как мгновенные, так и запаздывающие (после  $\beta$ -распада). Это следует из различия в отношении числа нейтронов  $N_n$  и протонов  $N_p$  для урана и осколков:  $(N_n/N_p)_U = 1,6$ ,  $(N_n/N_p)_{Ba} = 1,45$ .

5. Кроме вынужденного деления (в.д.) под действием нейтронов (или других частиц), которые вносят в ядро энергию возбуждения выше кулоновского барьера  $W_f$ , уран и некоторые другие ядра могут испытывать самопроизвольное спонтанное деление (с.д.). Это следует из существования небольшой вероятности квантовомеханического туннельного эффекта просачивания осколков деления через барьер  $W_f$ .

6. Наряду с делением захват нейтрона ядром урана может приводить (по схеме Ферми) к образованию трансурановых элементов.

Очень скоро все эти особенности реакции деления были доказаны экспериментально, а сама гипотеза О. Фриша и Л. Мейтнер — теоретически. В том же 1939 г. Я.И. Френкель [21], с одной стороны, и независимо от него Н. Бор и Дж. Уилер [22], с другой, построили, опираясь на модель жидкой капли (капельная модель), количественную теорию деления, из которой, в частности, следовало, что малораспространенный изотоп урана  $^{235}\text{U}$  может делиться нейтронами любых энергий, в том числе тепловыми (т.е. для него  $\epsilon_n > W_f$ , см. рис. 2), а основной изотоп  $^{238}\text{U}$  — только быстрыми (и захватывать нейтрон без деления).

Экспериментальное подтверждение большого энерговыделения в процессе деления было получено в 1939 г. в работах О. Фриша [23] и Ф. Жолио [24], испускание мгновенных нейтронов деления — в работе Х. Халбана и др. [25], а запаздывающих — в работе Р. Робертса и др. [26]. Спонтанное деление урана было открыто в лаборатории И.В. Курчатова в 1940 г. К.А. Петржаком и Г.Н. Флеровым [27]. В те же 1939–1940 гг. Я.Б. Зельдович и Ю.Б. Харитон опубликовали ряд работ по теории цепной ядерной реакции [28]. О некоторых из перечисленных выше работ, имеющих отношение к теме нашей статьи, мы расскажем подробнее в разделах 4.2–4.6.

#### 4.2. Запаздывающие нейтроны

Выше говорилось, что нейтроны деления были обнаружены уже в 1939 г. в работе [25], и в настоящее время хорошо известно, какое значение это открытие имело для осуществления цепной ядерной реакции деления. Однако свойства этих *мгновенных* нейтронов деления не являются темой настоящей статьи, так как они не представляют собой продуктов радиоактивного распада, т.е. не характеризуются измеримыми периодами полураспада, а испускаются возбужденными осколками, перегруженными нейтронами, мгновенно (примерно за  $10^{-15}$  с) в процессе "испарения".

Другое дело — запаздывающие нейтроны, которые были впервые обнаружены в работе Р. Робертса и др. [26], нашедших для них среднее время испускания равным 12,5 с. Детальное исследование свойств запаздывающих нейтронов было выполнено в 1942 г. (опубликовано позднее) А. Снеллом и др. [29]. При этом выяснилось, что их доля от мгновенных нейтронов составляет около 0,6%, а момент испускания запаздывает на время от 0,2 с до  $\sim 1$  мин. Запаздывающие нейтроны играют важную роль в процессе регулирования протекания цепной реакции в реакторах с небольшим (менее 1,006) коэффициентом размножения.

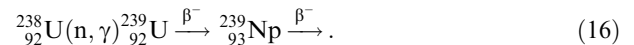
Впоследствии запаздывающие нейтроны были обнаружены не только у продуктов деления, но и у многих других возбужденных нейтроноизбыточных ядер, полученных искусственно с помощью различных ядерных реакций. Механизм их испускания очень прост и заключается в следующем (рис. 3). Энергия возбуждения нейтроноизбыточного ядра  $(A, Z)$  обычно снимается путем  $\gamma$ -излучения, а также  $\beta$ -распада с образованием дочернего ядра  $(A, Z + 1)$ , которое тоже может возникнуть в возбужденном состоянии. При этом может случиться, что энергия возбуждения  $W$  нового ядра окажется больше энергии связи (отделения) нейтрона  $\epsilon_n$  от этого ядра ( $W > \epsilon_n$ ), т.е. у ядра  $(A, Z + 1)$  появится новый (кроме последующих  $\beta$ -распада и  $\gamma$ -излучения) механизм снятия возбуждения — испускание нейтрона  $n$  с кинетической энергией  $T_n = W - \epsilon_n$ . И поскольку возможность испускания нейтрона возникает только после предшествующего ему  $\beta$ -распада, а сам нейтрон из-за отсутствия у него заряда вылетает мгновенно, то его испускание запаздывает как раз на время, характеризующее  $\beta$ -распад, т.е.  $T_{1/2}^{(n)} = T_{1/2}^{(\beta)}$ . Это заключение было подтверждено в специальных экспериментах, которые позволили химически выделить из продуктов деления со многими разными периодами полураспада для запаздывающих нейтронов конкретный продукт с единственным периодом полураспада  $T_{1/2}^{(n)}$  и измерить для него период полураспада  $\beta$ -излучения  $T_{1/2}^{(\beta)}$ . Оказалось, что  $T_{1/2}^{(n)} = T_{1/2}^{(\beta)}$ .

Из энергетической схемы процесса испускания запаздывающих нейтронов (вылет с конкретного уровня ядра) видно, что их энергетический спектр должен быть дискретным (в отличие от непрерывного спектра мгновенных нейтронов деления).

Измерения подтвердили это заключение и дали для кинетических энергий запаздывающих нейтронов, испускаемых осколками деления, значения в интервале от 0,25 до 0,62 МэВ. В настоящее время открыто более 70 излучателей запаздывающих нейтронов с  $T_{1/2}^{(n)}$  от 0,009 до 78 с.

#### 4.3. Открытие и получение первых трансурановых элементов

Как упоминалось, еще в 1934 г. Э. Ферми предполагал, что он обнаружил в своих опытах по облучению урана нейтронами элементы, которые должны стоять в таблице Д.И. Менделеева за ураном, т.е. на 93-м, 94-м и последующих местах. На самом деле, как мы уже говорили, он наблюдал, не подозревая этого,  $\beta$ -активность осколков деления  $^{235}\text{U}$ . Тем не менее открытие первого трансуранового элемента было сделано в 1940 г. Э. Мак-Милланом и Р. Эйбелсоном [30] именно по схеме Э. Ферми: ядро  $^{238}\text{U}$  в результате захвата нейтрона превращается в  $\beta$ -нестабильный изотоп  $^{239}\text{U}$ , который после  $\beta$ -распада преобразуется в изотоп первого трансуранового элемента — нептуния:



Появление в этой цепочке нового элемента удалось обнаружить по периоду полураспада 2,35 сут, который наряду с периодами полураспада, принадлежащими  $^{239}_{92}\text{U}$  и осколкам деления, наблюдался у облученной урановой мишени, но не был обнаружен у осколков деления, вылетевших из нее. Другой изотоп нептуния  $^{238}_{93}\text{Np}$  был получен при облучении  $^{238}_{92}\text{U}$  дейтронами с энергией 16 МэВ:



Всего известно 11 изотопов нептуния (из них два — изомеры).

94-й элемент — плутоний  $^{94}\text{Pu}$  был открыт в 1940 г. (опубликовано позже) Г. Сиборгом и др. [31] в реакции (17) вместе с нептунием  $^{238}_{93}\text{Np}$ , который превращается в  $^{238}_{94}\text{Pu}$  в результате  $\beta$ -распада:



Этот изотоп плутония  $\alpha$ -активен; он применяется для изготовления изотопных источников тока. Заметим, что свои названия 93-й и 94-й элементы получили по аналогии с названиями планет Солнечной системы Нептун и Плутон, которые расположены за Ураном.

В настоящее время открыто 15 изотопов плутония. Самый известный из них —  $^{239}_{94}\text{Pu}$ , открытый в 1940 г. Кеннеди и др. [32]. Ядерные свойства этого ядра близки к свойствам  $^{235}_{92}\text{U}$ , делящегося тепловыми нейтронами, в связи с чем оба они широко использовались при строительстве ядерных реакторов. Однако будучи близкими по ядерным свойствам, эти вещества сильно отличаются по способу получения.  $^{235}\text{U}$  получают методом разделения изотопов естественного урана, в котором изотоп  $^{235}\text{U}$  составляет 1/140 часть, а  $^{239}\text{Pu}$  — на специальных радиохимических заводах. Подготовка к производству плутония, пожалуй, и является наиболее впечатляющей экзотикой открытия и получения первых трансурановых элементов. Дело в том, что заводы для получения

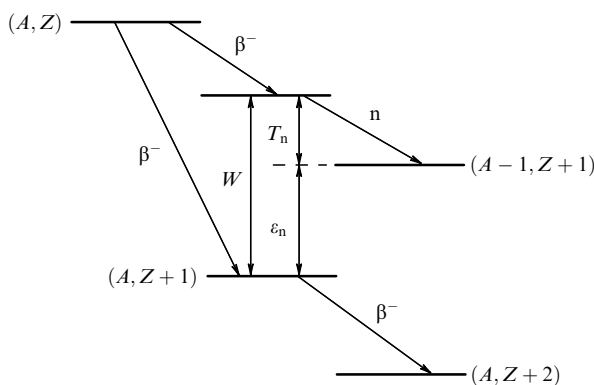


Рис. 3. Схема испускания запаздывающих нейтронов:  $(A, Z)$  — исходное  $\beta$ -активное ядро;  $(A, Z + 1)$  — дочернее ядро с энергией возбуждения  $W$ , превышающей энергию связи нейтрона  $\epsilon_n$ ;  $T_n$  — кинетическая энергия запаздывающего нейтрона  $n$ .

килограммовых количеств плутония были спроектированы, когда в распоряжении химиков имелось только 500 мкг солей плутония, полученных в результате многомесячного облучения сотен килограмм урана на циклотроне. И вся сложнейшая радиохимия производства плутония была отработана с помощью микроманипуляций в сосудах диаметром 0,1–1 мм при наблюдении под микроскопом.

В 1944 г. были открыты 95-й элемент америций ( ${}_{95}\text{Am}$ ) и 96-й кюрий ( ${}_{96}\text{Cm}$ ), в 1949 г. — берклий ( ${}_{97}\text{Bk}$ ), в 1950 г. — калифорний ( ${}_{98}\text{Cf}$ ), в 1952 г. в результате анализа тяжелых продуктов термоядерного взрыва (перегруженных нейтронами изотопов урана, которые в процессе цепочки  $\beta$ -распадов последовательно превращались в 93-й–100-й элементы) — эйнштейний ( ${}_{99}\text{Es}$ ) и фермий ( ${}_{100}\text{Fm}$ ). В 1965 г. был открыт менделеевий ( ${}_{101}\text{Md}$ ), в 1957–1966 гг. (долго не было согласованных результатов) — нобелий ( ${}_{102}\text{Nb}$ ), в 1961 г. — лоуренсий ( ${}_{103}\text{Lr}$ ), которым заканчивается группа актиноидов (см. ниже). Для последующих трансактиноидных элементов (аналогов  ${}_{72}\text{Hf}$ ,  ${}_{73}\text{Ta}$  и т.д.) утверждены следующие названия: резерфордий  ${}_{104}\text{Rf}$ , дубний  ${}_{105}\text{Db}$ , сиборгий  ${}_{106}\text{Sg}$ , борий  ${}_{107}\text{Bh}$ , хассий  ${}_{108}\text{Hs}$  и майтнерий  ${}_{109}\text{Mt}$ . Остальные трансурановые элементы, включая недавно открытые 114-й и 118-й элементы (см. раздел 11), пока обозначаются по номеру их заряда  $Z$ .

Мы не имеем возможности более подробно останавливаться на этой весьма интересной теме о свойствах трансурановых элементов. Отметим только две особенности, с которыми приходится считаться при их изучении. Первая особенность заключается в том, что все элементы, начиная с  ${}_{90}\text{Th}$  и кончая  ${}_{103}\text{Lr}$ , относятся к группе актиноидов, т.е. имеют весьма близкие химические свойства, что чрезвычайно сильно затрудняет их исследование (сравните с аналогичной ситуацией в случае группы лантаноидов). Вторая — в том, что для трансурановых элементов характерны все основные виды радиоактивности ( $\alpha$ - и  $\beta$ -распады, спонтанное деление), закономерности которых, наоборот, помогают изучению их свойств. О нескольких из них мы расскажем в следующем разделе.

#### 4.4. Спонтанное деление урана и трансурановых элементов

Спонтанное деление не относится к экзотическим явлениям в смысле неожиданности его открытия. Наоборот, это явление было вполне предсказуемым, и искали его целенаправленно. Экзотика заключалась в другом — требовалось обнаружить у урана новый радиоактивный процесс, вероятность которого в  $10^{10}$  раз меньше известной для урана  $\alpha$ -распада.

Такой результат получился при рассмотрении механизма спонтанного деления по аналогии с  $\alpha$ -распадом. Если спонтанное деление происходит, то для образующихся осколков должен существовать кулоновский барьер  $W_f$  (см. рис. 2), прозрачность которого можно оценить по формуле, аналогичной (3),

$$D \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2MW_f d}\right), \quad (19)$$

где  $M$  — приведенная масса осколков,  $W_f$  — высота кулоновского барьера (барьера деления),  $d$  — ширина барьера (радиус осколка). Поскольку значения  $W_f$  и  $M$ ,

входящих в формулу (19), значительно больше, чем в случае  $\alpha$ -распада, прозрачность барьера для осколков спонтанного деления оказывается чрезвычайно малой и для периода полураспада получается значение  $T_{1/2}^{c.d.} \approx 10^{20}$  лет, что делало обнаружение этого явления практически невозможным. К счастью, эта оценка оказалась в  $10^4$  раз завышенной, но и более простая задача обнаружения одного случая спонтанного деления на фоне миллиона  $\alpha$ -частиц, испускаемых за то же время, также была чрезвычайно трудной.

Спонтанное деление урана было открыто в 1940 г. К.А. Петржаком и Г.Н. Флеровым, работавшими в лаборатории И.В. Курчатова [27]. Для его наблюдения была изготовлена многослойная ионизационная камера, пластины которой были покрыты тонким слоем оксида урана (рис. 4а). Образующиеся при делении осколки создавали в камере ионизационные импульсы, регистрируемые после усиления механическим счетчиком. Форма ионизационных импульсов и их распределение по амплитуде оказались идентичными соответствующим параметрам импульсов, образующихся при вынужденном делении под действием нейтронов. Кроме того, серией контрольных опытов было показано, что наблюдающийся эффект не мог возникать ни от космического излучения, ни от наводок в усилителе, ни от наложения многих  $\alpha$ -частичных импульсов, т.е. действительно обязан своим происхождением спонтанному делению. О масштабе обнаруженного эффекта можно судить по тому, что в первом опыте наблюдалось в среднем шесть импульсов спонтанного деления в час. Это дало возможность оценить экспериментальное значение периода полураспада, оказавшееся равным  $T_{1/2}^{c.d.} = (4 \pm 1) \times 10^{16}$  лет, что достаточно близко к современному значению.

По своим свойствам спонтанное деление урана весьма сходно с вынужденным делением при малых энергиях возбуждения делящегося ядра. В частности, для спонтанного деления урана было также обнаружено испускание нейтронов деления (как мгновенных, так и запаздывающих) и получена аналогичная кривая распределения осколков по массе.

В настоящее время спонтанное деление обнаружено и изучено для нескольких десятков изотопов тяжелых элементов, начиная с  ${}_{90}^{232}\text{Th}$ , для которого  $T_{1/2}^{c.d.} > 10^{21}$  лет при  $T_{1/2}^{\alpha} = 1,4 \times 10^{10}$  лет, и кончая далекими трансуранами, у которых периоды полураспада равны малым долям секунды. Для четно-четных ядер верна приближительная закономерность

$$\ln T_{1/2}^{c.d.} \approx a - b \frac{Z^2}{A}, \quad (20)$$

где  $a$  и  $b$  — коэффициенты,  $Z$  — заряд ядра,  $A$  — массовое число,  $Z^2/A$  — так называемый параметр делимости (рис. 4б). Эта закономерность позволяет получить примерные оценки периодов полураспада трансуранов и границы возможного существования нуклоностабильных ядер (когда  $T_{1/2}^{c.d.}$  становится равным ядерному времени), которая получается соответствующей  $Z = 120 - 125$ .

Формула (20) достаточно успешно предсказывала периоды полураспада первых трансуранов, однако для самых тяжелых ядер было обнаружено, что она дает сильно заниженное значение  $T_{1/2}^{c.d.}$ , что может быть

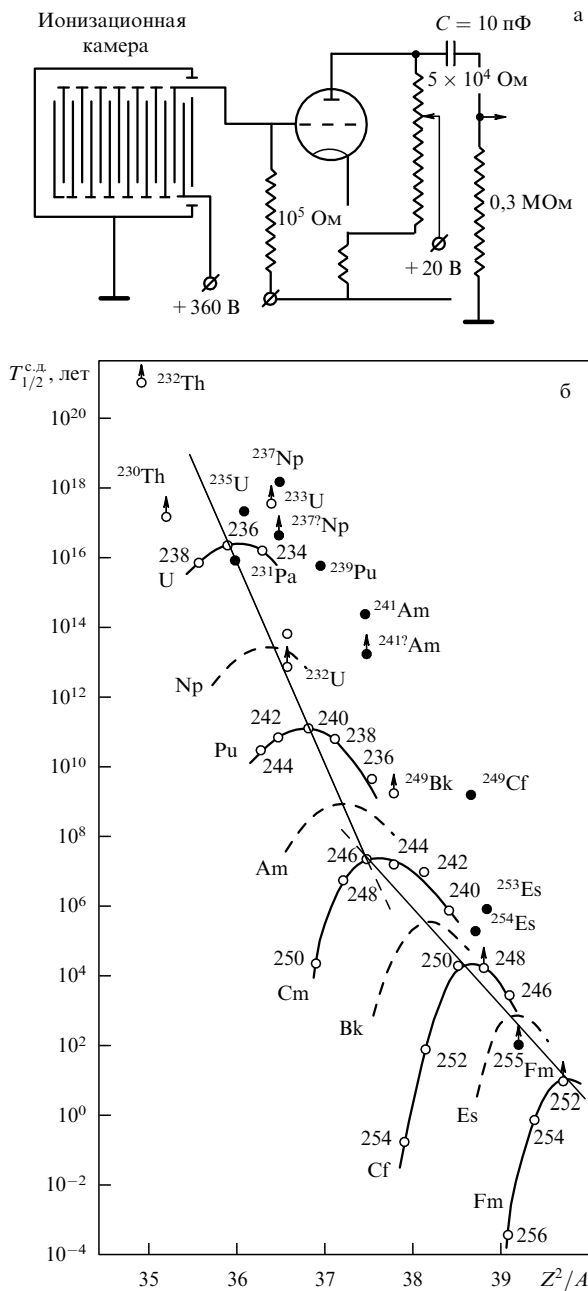
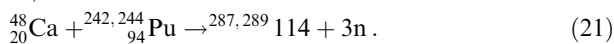


Рис. 4. Открытие и исследование спонтанного деления: (а) схема опыта Петржака и Флерова, (б) зависимость  $T_{1/2}^{c.d.}$  трансурановых элементов от параметра делимости  $Z^2/A$ .

связано с существованием вблизи конца периодической таблицы Д.И. Менделеева островка сравнительно стабильных ядер с  $Z \sim 114$  и  $N \sim 184$ , хотя при  $Z = 107$  период полураспада спонтанного деления все еще очень мал ( $\sim 10^{-2}$  с). В начале 1999 г. появились сообщения из Дубны о синтезе двух изотопов 114-го элемента в реакциях



Оба изотопа оказались  $\alpha$ -активными и распались соответственно через 14 и 30 с. Аналогичное свойство  $\alpha$ -активности проявляет и изотоп  ${}_{118}^{293}$  открытого в Беркли в том же 1999 г. 118-го элемента, а также открытый тогда же в Дубне третий изотоп 114-го элемента —  ${}_{114}^{288}$  (подробнее см. раздел 11).

#### 4.5. Спонтанное деление ядер в изомерном состоянии

В 1961 г. С.М. Поликанов с сотрудниками [33] и В.П. Перельгин с сотрудниками [34], занимаясь синтезом 104-го элемента, неожиданно для себя открыли новую необычную разновидность спонтанного деления с очень малым периодом полураспада  $T_{1/2}^{c.d.} = 0,014$  с. Работа проводилась на внутреннем пучке ускорителя многозарядных тяжелых ионов У-300, где изучались контрольные реакции взаимодействия ионов  ${}_{10}^{22}\text{Ne}$ ,  ${}_{8}^{16}\text{O}$  и  ${}_{5}^{11}\text{B}$  с ядрами  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , необходимые для работ по синтезу 104-го элемента. В процессе эксперимента продукты реакции, образующиеся при взаимодействии ионов с ядрами мишени, попадали на вращающийся диск, а испущенные ими осколки деления регистрировались двумя ионизационными камерами, расположенными на некотором расстоянии друг от друга (по ходу вращения диска), что позволяло определять период полураспада спонтанного деления.

Поскольку необычно короткая активность наблюдалась в том числе и в реакции взаимодействия ядер  ${}_{5}^{11}\text{B}$  и  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , суммарный заряд которых равен 97, то носителем этой активности мог быть один из изотопов трансурановых элементов, начиная с  ${}_{93}\text{Np}$  и кончая  ${}_{97}\text{Bk}$ . Однако ее происхождение нельзя было связывать со спонтанным делением упомянутых элементов в основном состоянии, так как все известные их изотопы имеют очень большие периоды полураспада  $T_{1/2}^{c.d.} > 10^7$  лет. Поэтому авторы предположили, что источником обнаруженной активности является изомерное (т.е. долгоживущее возбужденное) состояние ядра. Ядро-изомер удалось идентифицировать в работе [35], в которой облучение проводилось более легкими ионами, чем  ${}_{5}^{11}\text{B}$ . Этим изомером оказался изотоп америция  ${}_{95}^{244}\text{Am}$ . Позднее было открыто спонтанное деление из изомерного состояния для других изотопов америция, а затем и для многих изотопов других трансурановых элементов. В настоящее время известно более трех десятков спонтанно делящихся ядер-изомеров для элементов, начиная с  ${}_{92}\text{U}$  и кончая  ${}_{97}\text{Bk}$ , с периодами полураспадов от  $2 \times 10^{-9}$  до  $1,4 \times 10^{-3}$  с. Однако при детальном изучении их свойств возникли серьезные затруднения.

Совершенно естественная попытка объяснить открытое явление с помощью закономерностей известной с 1935 г. обычной ядерной изомерии (см. раздел 3) потерпела серьезную неудачу. Оказалось, что подобная интерпретация приводит сразу к четырем загадкам. Во-первых, слишком велико было отношение периодов полураспада для спонтанного деления ядра в основном и изомерном состояниях. Для  ${}_{95}^{244}\text{Am}$  оно составляет  $T_{1/2}^{\text{осн}}/T_{1/2}^{\text{изом}} = 10^4 \text{ лет}/0,014 \text{ с} \approx 10^{23}$ . А для других ядер-изомеров, которые имеют значительно меньший  $T_{1/2}^{\text{изом}}$ , чем  ${}_{95}^{244}\text{Am}$ , это отношение достигает значения  $\sim 10^{26}$ . В рамках обычной изомерии (уровень в потенциальной яме, ограниченной барьером деления) объяснить это невозможно. Чтобы периоды изомерного деления были столь малы, необходим существенно пониженный барьер. Во-вторых, в специальных опытах по определению энергии возбуждения изомерных состояний было получено сравнительно высокое среднее значение порядка 3 МэВ, что крайне нетипично для обычной ядерной изомерии. В-третьих, из других опытов следовало, что изомерные уровни характеризуются малыми значениями спина, что также противоречит представлениям об обычной ядерной изомерии. Наконец, в-четвер-

тых, казалось удивительным, что при описанных выше условиях (высокая энергия возбуждения и малый спин) наблюдается большая заторможенность испускания  $\gamma$ -квантов.

Возможное объяснение природы новой разновидности изомерии было предложено в 1966 г. Г.Н. Флеровым и В.А. Друином [36] и обосновано в 1967 г. В.М. Струтинским [37]. Идея объяснения заключается в предположении, что вероятность спонтанного деления зависит от формы делящегося ядра (изомерия формы), а обоснование — во введении так называемых оболочечных поправок (т.е. поправок, вытекающих из модели ядерных оболочек; см. раздел 3) в расчет формы кривой изменения потенциальной энергии ядра, изображенной на рис. 2, которая была получена с помощью капельной модели (см. раздел 4.1). Оболочечные поправки учитывают зависимость потенциальной энергии ядра от соотношения чисел содержащихся в нем нейтронов и протонов. При рассмотрении тяжелых делящихся ядер, испытывающих в процессе деления большие деформации, они приводят к новой кривой потенциальной энергии не с одним минимумом и одним максимумом, как на рис. 2, а с двумя минимумами и двумя максимумами, с энергией возбуждения над основным состоянием  $W_f^{(1)}$  и  $W_f^{(2)}$  (так называемая двугорбая кривая, рис. 5а).

Такая форма барьера деления позволяет дать качественно прозрачное объяснение нового вида изомерии как изомерии формы. Первый минимум соответствует основному долгоживущему состоянию ядра, второй — короткоживущему изомерному. Из рис. 5а видно, что обычное спонтанное деление (с.д.) определяется широким и высоким барьером высотой  $W_f^{(1)}$  (пунктирная кривая на рис. 5а) и потому характеризуется очень большими периодами полураспада; вероятность же изомерного спонтанного деления (и.с.д.) гораздо больше, потому что она определяется положением изомерного уровня во второй потенциальной яме, ограниченной узким и низким барьером высотой  $W_f^{(2)}$ . Оценки прозрачности этих барьеров приводят к значениям отношений периодов полураспада для спонтанного деления из основного и изомерного состояний близким к экспериментальным.

Описанная модель изомерии формы позволяет объяснить и другие особенности спонтанного деления из изомерного состояния ядра. В частности, заторможенность  $\gamma$ -излучения, сопровождающего спонтанное изомерное деление, объясняется существованием высокого и широкого барьера между двумя минимумами, который должна преодолевать волновая функция ядра-изомера при испускании  $\gamma$ -кванта, т.е. при переходе из изомерного состояния (второй минимум) в основное состояние (первый минимум).

Сильная деформация ядер при переходе от основного состояния к изомерному подтверждается тонкими опытами по определению значений собственного квадрупольного электрического момента ядер-изомеров, из которых следует, что эти ядра имеют форму вытянутых эллипсоидов с отношением осей 2:1. К сожалению, из-за ограниченного объема статьи мы не можем более подробно говорить ни об этих, ни о других экспериментах, подтверждающих гипотезу существования изомерии формы, и отсылаем интересующихся к монографии С.М. Поликанова [38].

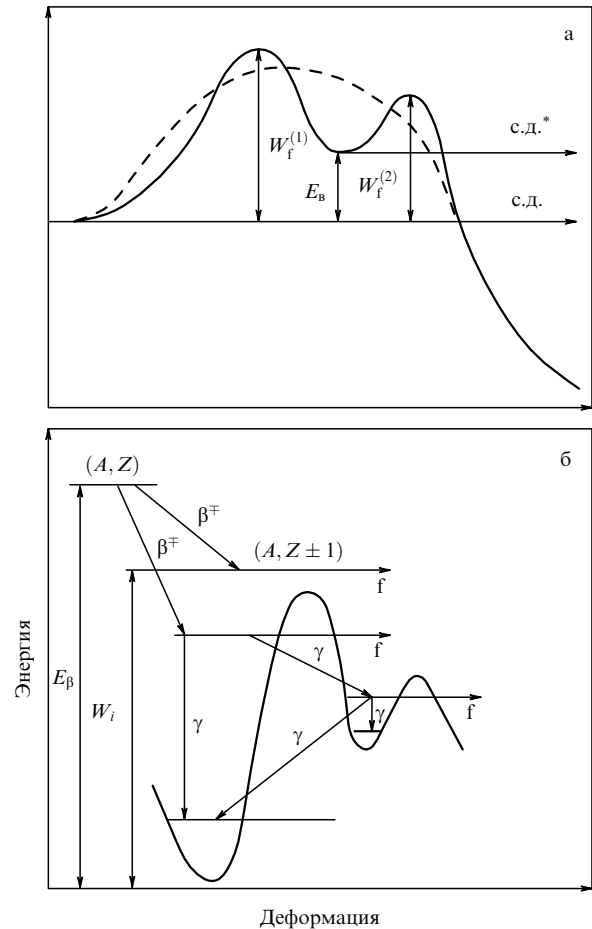


Рис. 5. Схемы спонтанного деления в изомерном состоянии (а) и запаздывающее деление (б);  $W_f^{(1)}$  и  $W_f^{(2)}$  — высоты первого и второго барьеров,  $E_B$  — энергия возбуждения ядра во втором минимуме, с.д. и с.д.\* — спонтанное деление из основного и изомерного состояний;  $(A, Z)$  — материнское радиоактивное ядро,  $E_B$  — энергия  $\beta$ -перехода,  $W_i$  — энергия возбуждения дочернего ядра  $(A, Z \pm 1)$ ,  $\beta^\mp$  и  $\gamma$  — возможные  $\beta$ - и  $\gamma$ -переходы,  $f$  — возможные варианты запаздывающего деления.

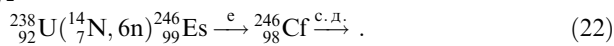
#### 4.6. Запаздывающее деление

В процессе исследования изомеров спонтанного деления было сделано еще одно открытие. В 1966 г. Г.Н. Флеров с сотрудниками обнаружили для ядер  $^{234}\text{Pu}$ , образующихся при  $e$ -захвате ядра  $^{234}_{95}\text{Am}$ , осколки деления с периодом полураспада  $T_{1/2} = 2,6$  мин, величина которого совершенно нетипична для спонтанного деления из изомерного состояния [39]. Напомним, что максимальный период полураспада для этого явления имеет ядро-изомер  $^{244}_{95}\text{Am}$  ( $T_{1/2} = 1,4 \times 10^{-3}$  с), а у всех остальных ядер-изомеров он на много порядков меньше.

Аналогичные результаты с минутными периодами полураспада были получены для ядер  $^{238}_{92}\text{U}$  ( $T_{1/2} \approx 1$  мин),  $^{232}_{94}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 1,4$  мин),  $^{240}_{96}\text{Cm}$  ( $T_{1/2} \approx 5$  мин),  $^{246}_{98}\text{Cf}$  ( $T_{1/2} \approx 8$  мин). Изучение нового явления проводилось в Дубне, на циклотроне У-300 многозарядных ионов с энергией в несколько десятков мегаэлектронвольт. Осколки деления регистрировались твердотельными трековыми детекторами, нечувствительными к  $\alpha$ -частицам (см. разделы 7.2 и 7.3).

В качестве примера рассмотрим цепочку реакций, в которой были зафиксированы осколки деления  $^{246}_{98}\text{Cf}$  с

$T_{1/2} \approx 8$  мин:



Облучение  ${}_{92}^{238}\text{U}$  проводилось ионами  ${}_{7}^{14}\text{N}$  с энергией 92–94 МэВ, соответствующей максимуму функции возбуждения этой реакции; образующиеся ядра  ${}_{99}^{246}\text{Es}$  путем е-захвата преобразуются в ядра  ${}_{98}^{246}\text{Cf}$ , которые и делятся. Измерение периода полураспада для е-захвата ядра  ${}_{99}^{246}\text{Es}$  дало значение  $T_{1/2}^{(e)} \approx 7,7$  мин, близкое к периоду полураспада, измеренному для осколков деления  ${}_{98}^{246}\text{Cf}$ . По этому и некоторым другим признакам можно было заключить, что новое явление следует трактовать как деление ядра  ${}_{98}^{246}\text{Cf}$ , запаздывающее на время е-захвата ядра  ${}_{99}^{246}\text{Es}$  (сравните с рассмотренным в разделе 4.2 испусканием запаздывающих нейтронов).

Детальное изучение аналогичных явлений привело к выводу, что запаздывающее деление может происходить не только после е-захвата материнским ядром орбитального электрона, но и в результате других его  $\beta$ -преобразований ( $\beta^+$ - или  $\beta^-$ -распадов). Возможные схемы запаздывающего деления показаны на рис. 5б. Здесь ( $A, Z$ ) — материнское  $\beta$ -активное ядро, горизонтальные линии под ( $A, Z \pm 1$ ) — уровни возбужденного дочернего ядра с энергией возбуждения  $W_i$ ; стрелки с индексами  $\beta^\pm$  — возможные  $\beta^\pm$ -переходы, с индексами  $\gamma$  — возможные  $\gamma$ -переходы, а с индексами  $f$  — различные варианты запаздывающего деления.

Трудность наблюдения запаздывающего деления связана с необходимостью одновременного выполнения следующих очевидных условий. Во-первых, должна быть относительно малой вероятность конкурирующих распадов материнского ядра ( $A, Z$ ) в механизмах, отличных от  $\beta$ -распада (спонтанное деление,  $\alpha$ -распад,  $\gamma$ -излучение). Во-вторых, должна быть достаточно большой вероятность заселения уровней делящегося ядра ( $A, Z \pm 1$ ) в процессе предшествующего  $\beta$ -распада. В-третьих, должна быть мала вероятность конкурирующих с делением процессов снятия возбуждения с ядра ( $A, Z \pm 1$ ), например испускания запаздывающих нуклонов или  $\gamma$ -излучения. Наконец, при желании поставить наиболее убедительный эксперимент с применением схемы совпадений для одновременной регистрации запаздывающего деления и предшествующего ему  $\beta$ -распада возникают зачастую непреодолимые трудности из-за малости эффекта.

В настоящее время изучено достаточно много ядер, испытывающих запаздывающее деление, причем эффект запаздывания был обнаружен не только для нейтронодефицитных ядер, испытывающих е-захват или  $\beta^+$ -распад, но и несколько позже (в 1976 г.) для нейтроноизбыточных ядер  ${}^{234}\text{Pa}$ ,  ${}^{236}\text{Pa}$ ,  ${}^{238}\text{Pa}$ , испускающих (тоже с минутными периодами) перед делением электроны [40, 41]. Изучение запаздывающего деления помогает исследовать свойства как тех, так и других ядер, например получить параметры их барьеров деления. Подробнее о запаздывающем делении можно прочесть в обзоре В.И. Кузнецова [42].

## 5. Протонная радиоактивность

В разделе 2.2 говорилось о том, что при получении искусственных радиоактивных ядер с помощью реакций ( $\alpha, n$ ), ( $p, n$ ) или облучения тяжелыми ионами образуются нейтронодефицитные ядра, обычным способом разрядки

которых является  $\beta^+$ -распад или е-захват. При этом энергия  $\beta$ -распада растет, а период полураспада уменьшается по мере уменьшения отношения  $N_n/N_p$ , где  $N_n$  — число нейтронов, а  $N_p$  — число протонов в ядре. Одновременно уменьшается значение энергии связи (отделения) протона  $\epsilon_p$  от ядра, а сами ядра все больше приближаются к границе протонной неустойчивости  $\epsilon_p = 0$ , за пределами которой ядерные силы не могут удержать избыточные протоны из-за относительно сильного кулоновского расталкивания.

На подступах к границе протонной неустойчивости можно ожидать, кроме  $\beta^+$ -распада и е-захвата, появления нескольких необычных разновидностей радиоактивности, которые мы объединили под общим названием — протонная радиоактивность. Ниже рассмотрены (в порядке возрастания экзотичности) испускание запаздывающих протонов, изомерный протонный распад, протонный распад из основного состояния ядра и различные (в том числе гипотетические) виды двухпротонной радиоактивности.

### 5.1. Запаздывающие протоны

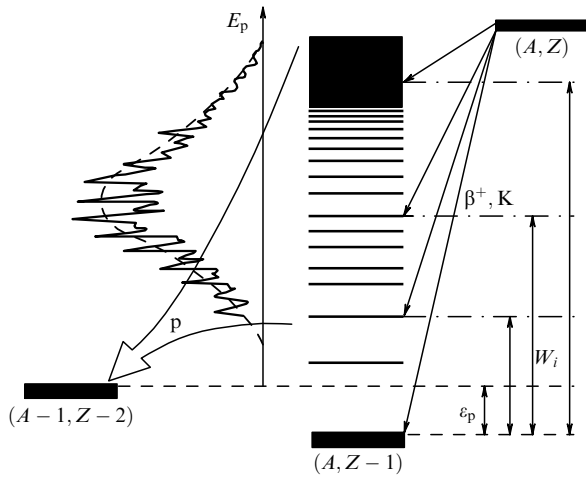
Запаздывающие протоны были открыты в 1962 г. в ОИЯИ (Дубна) В.А. Карнауховым с сотрудниками, которые обнаружили, что в процессе облучения никелевой фольги ионами  ${}_{10}^{20}\text{Ne}$  образуется протонный излучатель с периодом полураспада  $T_{1/2} = 24$  с [43]. Аналогичное явление практически одновременно было обнаружено в работе Р. Бартона с сотрудниками [44].

Механизм испускания запаздывающих протонов подобен рассмотренному выше (см. раздел 4.2) механизму испускания запаздывающих нейтронов. Схема испускания запаздывающих протонов изображена на рис. 6 [45].

Обычно нейтронодефицитное ядро ( $A, Z$ ) путем  $\beta^+$ -распада или е-захвата переходит в основное или возбужденное состояние дочернего ядра ( $A, Z - 1$ ), энергия возбуждения  $W_i$  которого снимается за счет испускания  $\gamma$ -квантов и электронов внутренней конверсии. Однако вблизи от границы протонной неустойчивости энергия возбуждения  $W_i$  ядра ( $A, Z - 1$ ) может превышать энергию связи (отделения) протона  $\epsilon_p$  от этого ядра ( $W_i > \epsilon_p$ ). В этом случае кроме  $\beta^+$ -распада, испускания  $\gamma$ -квантов и конверсионного излучения становится возможным испускание протонов с  $i$ -го уровня ядра ( $A, Z - 1$ ). И поскольку эта возможность появляется только после  $\beta^+$ -перехода ядра ( $A, Z$ ), испускание протонов ядром ( $A, Z - 1$ ) запаздывает на время этого  $\beta$ -перехода (собственно процесс испускания протона происходит быстро).

Энергия запаздывающих протонов  $T_p = W_i - \epsilon_p$ , и начиная с  $T_p = 0,8 - 1$  МэВ их удается зарегистрировать. При энергиях такого порядка относительная вероятность  $\Gamma_p/\Gamma$  испускания запаздывающих протонов невелика из-за кулоновского барьера, который равен 4 МэВ для легкого ядра  ${}_{10}^{17}\text{Ne}$ , но достигает 15 МэВ для  ${}_{80}^{179}\text{Hg}$ . С повышением энергии протонов  $\Gamma_p/\Gamma$  растет, а затем снова падает из-за уменьшения вероятности  $\beta$ -переходов на высоко расположенные уровни ядра ( $A, Z - 1$ ). В результате спектр запаздывающих протонов имеет форму зубчатой (по числу монохроматических групп протонов) колоколообразной кривой (см. рис. 6).

В настоящее время известно более сотни излучателей запаздывающих протонов, каждый из которых испускает



**Рис. 6.** Схема испускания запаздывающих протонов [45]:  $(A, Z)$  — исходное  $\beta^+$ -активное ядро;  $(A, Z - 1)$  — дочернее ядро с энергией возбуждения  $W_i$ , превышающей энергию связи протона  $\epsilon_p$ ;  $p$  — запаздывающие протонные переходы в ядро  $(A - 1, Z - 2)$ .

монохроматические протоны с несколькими энергиями (в случае легких ядер) или широким спектром (в случае средних и тем более тяжелых). Так, например, ядро  ${}^9_6\text{C}$  (т.е. фактически  ${}^9_5\text{B}$ , вспомните примечание 4 во второй части Введения) испускает запаздывающие протоны с энергиями 8,24 и 10,92 МэВ ( $T_{1/2} = 0,126$  с). Такие ядра были получены в реакциях  ${}^{10}_5\text{B}(p, 2n)$ ,  ${}^7_4\text{Be}({}^3\text{He}, n)$  и  ${}^{12}_6\text{C}(p, p3n)$ . С утяжелением излучателя число протонных групп увеличивается. К примеру, ядро  ${}^{13}_8\text{O}$  испускает четыре группы запаздывающих протонов с энергией от 1,44 до 7,0 МэВ ( $T_{1/2} = 0,009$  с), а ядро  ${}^{17}_{10}\text{Ne}$  — даже пять групп в диапазоне энергий 1,68–7,04 МэВ ( $T_{1/2} = 0,108$  с). Относительно небольшое число протонных групп у легких ядер позволяет сравнительно легко их идентифицировать, что дает возможность изучать энергетические состояния ядра  $(A, Z - 1)$ .

У более тяжелых ядер, начиная с  $Z \approx 30$ , плотность уровней дочернего ядра  $(A, Z - 1)$ , а следовательно, и энергетический спектр запаздывающих протонов становятся трудно разрешимыми. Так, например, спектр запаздывающих протонов ядра  ${}^{181}_{80}\text{Hg}$  имеет практически непрерывный характер в интервале энергий 3–6 МэВ, в котором, однако, просматривается некоторая тонкая структура, позволяющая судить о плотности уровней ядра при разных энергиях возбуждения.

Более подробно о запаздывающих протонах можно прочесть в упомянутом обзоре [45], книге [46] и статье [47].

### 5.2. Изомерный протонный распад

Ядра-излучатели протонов в принципе могут образовываться не только в результате предшествующего  $\beta^+$ -распада, но и непосредственно в ядерной реакции. Если такое ядро нейтронодефицитное и его энергия возбуждения больше энергии отделения протона  $\epsilon_p$ , то оно, так же как и в случае запаздывающих протонов, может испускать протоны. Однако заметить этот процесс на фоне гораздо более вероятного снятия возбуждения с помощью  $\gamma$ -переходов (а также  $\beta^+$ -распада) обычно невозможно. Исключением может быть случай существования ядра-изомера, имеющего метастабильный уровень с большим моментом, с которого  $\gamma$ -переход сильно за-

труднен, и к тому же если для него не слишком высока вероятность  $\beta^+$ -перехода.

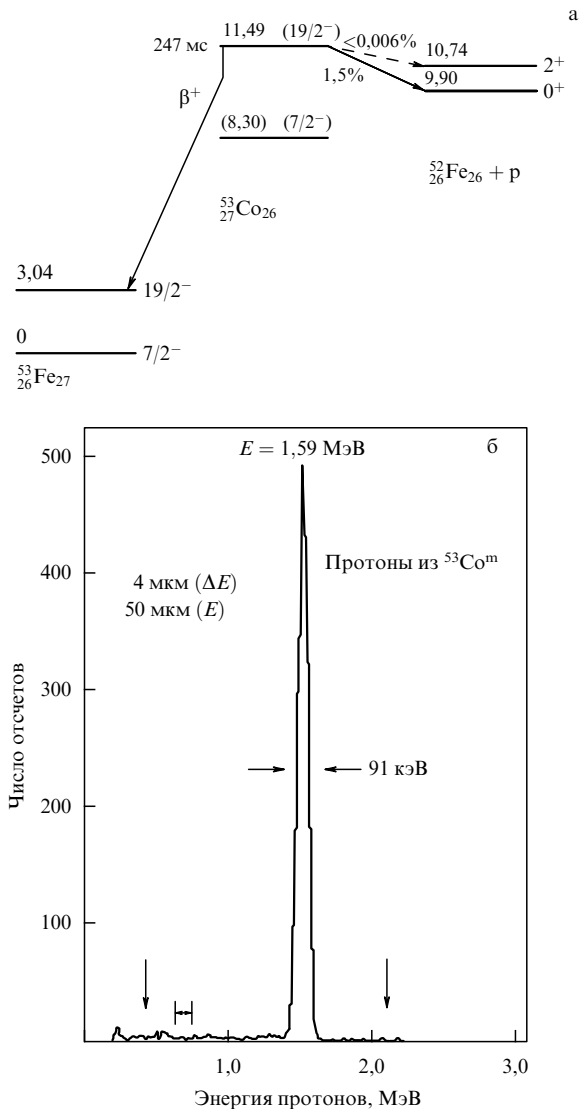
Такое (пока единственное) ядро-изомер — излучатель протонов было обнаружено в 1970 г. в работах К. Джексона, Дж. Черни и др. [48] в реакции



и дополнительно изучено в работе Дж. Черни [49].

При исследовании уровней образующегося в реакции (23) возбужденного ядра  ${}^{53}_{27}\text{Co}^*$  (рис. 7а) оказалось, что один из них (с моментом  $19/2^-$ ) является долгоживущим с  $T_{1/2} = 247 \pm 12$  мс и что вероятность испускания протонов с него не мала ( $\Gamma_p/\Gamma = 0,015$ ). В этих условиях удалось зарегистрировать испущенные протоны с энергией  $1,59 \pm 0,03$  МэВ (рис. 7б).

В работе был использован выведенный из 88-дюймового циклотрона Беркли протонный пучок с энергией 35 МэВ, которым облучалась мишень из  ${}^{54}_{26}\text{Fe}$  (840 мкг см $^{-2}$ ), полученного методом разделения изотопов. Для выделения протонов распада  ${}^{53}_{27}\text{Co}^m$  приме-



**Рис. 7.** Схема изомерного протонного распада ядра  ${}^{53}_{27}\text{Co}^m$  (а) и энергетический спектр испускаемых протонов (б).

нялся метод  $\Delta E-E$ , реализованный с помощью двух телескопов, изготовленных с использованием полупроводниковых детекторов толщиной 4 и 8 мкм ( $\Delta E$ ) и 50 мкм ( $E$ ). Из рисунка 7б видно, что протоны с энергиями 1,59 МэВ (в с.д.и.) резко выделяются над фоном в форме высокого и узкого максимума, однако другая группа протонов, соответствующая образованию ядра  $^{52}_{26}\text{Fe}$  в возбужденном состоянии (рис. 7а), для поисков которой использовался второй телескоп с толщиной  $\Delta E$ -детектора 8 мкм, совершенно не заметна. Оценка верхней границы ее выхода, полученная из сравнения с фоном, дает  $\Gamma_p/\Gamma = 6 \times 10^{-5}$ . Из оценки выхода протонов основной группы (1,5 %) для парциального периода полураспада  $T_{1/2}$  изомерного протонного распада  $^{53}_{27}\text{Co}^m$  получается значение  $\sim 17$  с.

### 5.3. Протонный распад ядра из основного состояния

Оба рассмотренных выше случая протонной радиоактивности объединяют две общие для них особенности: небольшая, но положительная энергия отделения протона  $\epsilon_p$  и, как следствие этого, возможность испускания протона только при достаточно высокой энергии возбуждения  $W$  ядра ( $W > \epsilon_p$ ). Еще одна возможность испускания протонов может возникнуть, если дефицит нейтронов в ядре настолько велик, что, даже будучи в основном состоянии, оно находится за пределами границы протонной стабильности ( $\epsilon_p < 0$ ), где ядерные силы не способны удержать протон внутри ядра. В подобном случае ядро, в принципе, может на большом фоне  $\beta^+$ -распада испускать протоны из основного состояния.

Механизм протонного распада аналогичен механизму  $\alpha$ -распада. Это туннельный переход протона через кулоновский (и, возможно, центробежный) барьер, вероятность которого определяется прозрачностью последнего. Поскольку заряд протона равен единице, а ядра-излучатели имеют меньшие  $Z$  по сравнению с ядрами  $\alpha$ -излучателей, барьер этот относительно невысок. Теоретически протонный распад даже проще  $\alpha$ -распада, так как отсутствует проблема формирования испускаемой частицы: в отличие от  $\alpha$ -частиц протоны существуют в ядре в готовом виде. Однако при попытках обнаружить протонный распад приходится встречаться с огромной экспериментальной трудностью — сильнейшей конкуренцией со стороны  $\beta^+$ -распада, из-за которой протонный распад удается наблюдать только в исключительных случаях, когда  $\beta^+$ -распад выражен относительно слабо (запрещенные  $\beta^+$ -переходы). Расчеты показывают, что протонные излучатели имеет смысл искать среди ядер с  $Z > 50$ , которые, в принципе, могут испускать протоны с удобными для регистрации энергиями  $T_p = 0,5-1,5$  МэВ и периодами полураспада  $T_{1/2} \leq 0,1-1$  с (нижняя граница  $T_{1/2}$  определяется возможностями экспериментальной методики). При этом протонный распад более вероятен для ядер с нечетным  $Z$ , в которых последний протон не спарен, т.е. имеет меньшую энергию связи из-за отсутствия у него дополнительного парного взаимодействия, существующего между последним четным и предыдущим нечетным протоном.

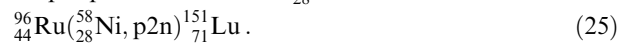
Впервые слабая протонная радиоактивность была зарегистрирована в 1972 г. в Дубне В.А. Карнауховым с сотрудниками [50] в реакции



Испускаемые протоны имеют энергию  $T_p = 0,83 \pm 0,05$  МэВ и характеризуются периодом полураспада  $T_{1/2} = 1,4 \pm 0,8$  с.

Заметим для наглядности, что нейтронодефицитное ядро  $^{121}_{59}\text{Pr}$  (в котором на 20 нейтронов *меньше*, чем в  $\beta$ -стабильном изотопе празеодима  $^{141}_{59}\text{Pr}$ ) можно рассматривать как протоноизбыточное ядро, в котором на 12 протонов *больше*, чем в  $\beta$ -стабильном ядре  $^{109}_{47}\text{Ag}$  с таким же, как у  $^{121}_{59}\text{Pr}$ , числом нейтронов (62). Вот этот 12-й протон и является "лишним" для ядра  $^{121}_{59}\text{Pr}$ , так как имеет отрицательную энергию связи ( $\epsilon_p < 0$ ), вследствие чего и происходит протонный распад.

Через 10 лет С. Хофману с сотрудниками [51] удалось получить с очень большим выходом новый протонный излучатель  $^{151}_{71}\text{Lu}$  в реакции с тем же ядром  $^{96}_{44}\text{Ru}$ , но при бомбардировке его ионами  $^{58}_{28}\text{Ni}$ :



Эта реакция замечательна тем, что необходимый для протонного распада дефицит нейтронов в ядре  $^{151}_{71}\text{Lu}$  достигается с помощью "испарения" всего трех нуклонов, благодаря чему ее сечение оказалось в 700 раз больше сечения реакции (24), в которой для получения ядра  $^{121}_{59}\text{Pr}$  с необходимым дефицитом нейтронов потребовалось "испарение" семи нуклонов.

Кроме того, вероятность  $\beta^+$ -распада  $^{151}_{71}\text{Lu}$  заметно снижена из-за большой разницы в моментах исходного и конечного ядер (запрещенный  $\beta$ -переход). В связи с этими двумя обстоятельствами появились дополнительные возможности для более детального изучения процесса протонного распада. Остановимся на этой работе подробнее.

Реакция (25) изучалась на ускорителе тяжелых ионов в Дармштадте (Германия) наряду с несколькими другими реакциями под действием ионов никеля с энергией 200–400 МэВ. Продукты реакции (25) отделялись от частиц пучка и продуктов других реакций с помощью сепаратора скоростей с 11-метровой базой и имплантировались в устройство, состоящее из нескольких позиционно-чувствительных поверхностно-барьерных детекторов, в которых измерялись и записывались кинетическая энергия, момент времени и место имплантации ядер, а также энергия, время и место для частиц, образующихся при их последующих распадах. Такое устройство позволило провести анализ пространственно-временных корреляций цепочек событий, что (вместе с другими дополнительными устройствами) дало возможность измерять периоды полураспада.

Для идентификации частиц применялся телескоп с использованием  $\Delta E-E$ -детекторов. Ядра-продукты реакции останавливались в тонком (25,6 мкм)  $\Delta E$ -детекторе. Протоны и  $\alpha$ -частицы вылетали из него и останавливались в "толстом" (142 мкм) детекторе, расположенном в 15 мм сзади от  $\Delta E$ -счетчика. Интенсивное образование ядер  $^{151}_{71}\text{Lu}$  в реакции (25) и описанная система регистрации позволили надежно идентифицировать протоны распада и определить для них энергию  $T_p$  и период полураспада  $T_{1/2}$ :

$$T_p = 1,231 \pm 0,003 \text{ МэВ}; \quad T_{1/2} = 85 \pm 10 \text{ мс}. \quad (26)$$

На рисунке 8а показан энергетический спектр, полученный при облучении мишени из  $^{96}_{44}\text{Ru}$  ионами  $^{58}_{28}\text{Ni}$  с энергией 261 МэВ, при которой функция возбуждения



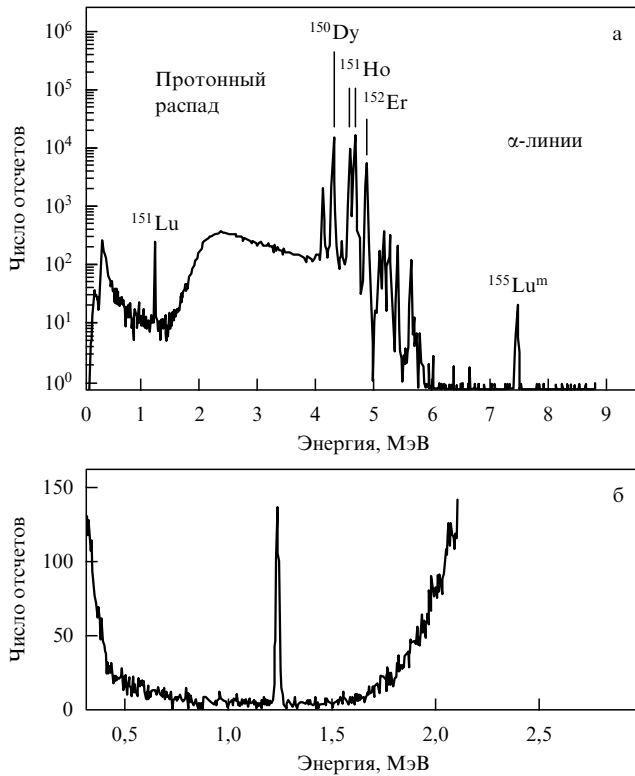


Рис. 8. Энергетические спектры частиц, испускаемых мишенью  $^{96}\text{Ru}$  при облучении ее ионами  $^{58}\text{Ni}$ : (а) взаимное расположение протонной линии 1,23 МэВ от распада  $^{151}\text{Lu}$  и  $\alpha$ -частичных линий; (б) протонная линия 1,23 МэВ в увеличенном масштабе.

реакции (25) оказалась максимальной. Обнаруженная протонная линия находится в низкоэнергетической части спектра при  $T_p = 1,23$  МэВ. (Она также показана в линейном и увеличенном масштабе на рис. 8б.)

Другие дискретные линии на рис. 8а соответствуют  $\alpha$ -переходам известных нуклидов. Наиболее интенсивные из них, находящиеся в области между 4 и 5 МэВ, принадлежат изотонам редкоземельных элементов Dy, Ho и Er с  $N = 84$  (отличающимся на две единицы от магического числа нейтронов  $N = 82$ ).

Высокоэнергетичные  $\alpha$ -линии содержат изомерный переход ядра  $^{155}\text{Lu}^m$ , образованного в реакции с более тяжелыми изотопами  $^{44}\text{Ru}$ , содержащимися в мишени в виде примеси. Широкий максимум между 2 и 4 МэВ образован  $\alpha$ -частицами, покидающими детектор в обратном направлении (назад от имплантированного в него  $\alpha$ -активного ядра). Фон со стороны низкой энергии от протонного пика порожден главным образом  $\beta^+$ -частицами и конверсионными электронами.

Особое внимание в работе было уделено доказательству того, что протоны испускаются именно из основного состояния  $^{151}\text{Lu}$ , а не являются запаздывающими. Наиболее убедительным доводом в пользу этого заключения послужило отсутствие аннигиляционного  $\gamma$ -кванта (0,511 МэВ) и характеристического рентгеновского X-излучения, которые должны возникать соответственно при  $\beta^+$ -распаде и e-захвате вместе с испусканием запаздывающих протонов.

Измерения, проведенные в схемах совпадений  $p$ - $\gamma$  и  $p$ -X на статистике 2400 протонных событий показали, что верхний предел для числа совпадений (вместе со

случайными) не превышает 5%. Этот результат исключает возможность интерпретации происхождения обнаруженных протонов как запаздывающих после  $\beta^+$ -распада. Дополнительные соображения в пользу заключения об испускании обнаруженных протонов ядром  $^{151}\text{Lu}$  из основного состояния были получены из кинематики распада и измерений функции возбуждения реакции и энергии протонов.

Впоследствии с помощью реакций под действием ионов  $^{58}\text{Ni}$  было получено еще несколько протонных излучателей, энергии протонов и периоды полураспада для которых приведены в таблице (подробнее об этом см. [47]).

Таблица. Излучатели протонов из основного состояния ядра

Ядро	$T_p$ , кэВ	$T_{1/2}$ , мс
$^{150}_{71}\text{Lu}$	$1261 \pm 4$	$\geq 10$
$^{151}_{71}\text{Lu}$	$1231 \pm 3$	$85 \pm 10$
$^{147}_{69}\text{Tm}$	$1117 \pm 6$	$360 \pm 80$
$^{147}_{69}\text{Tm}$	$1050 \pm 4$	$560 \pm 40$
$^{113}_{55}\text{Cs}$	$958 \pm 4$	$0,033 \pm 0,007$
$^{109}_{53}\text{I}$	$811 \pm 5$	$0,109 \pm 0,017$

По данным, приведенным в недавней работе С.Г. Кадменского [52] (со ссылкой на [53]), в настоящее время исследовано более 30 ядер, испытывающих протонный распад из основного и изомерного состояний (от  $^{53}_{27}\text{Co}$  до  $^{185}_{83}\text{Bi}$ ). Для всех исследованных протонораспадных ядер энергия протона заключена в пределах 0,5–2,0 МэВ. Доля протонного распада составляет 0,4–100%, причем основным конкурентом протонному распаду для ядер с  $A \leq 151$  является  $\beta$ -распад, а для более тяжелых ядер —  $\alpha$ -распад. Измеренные парциальные протонные периоды полураспада находятся в пределах  $17 \times 10^{-6} - 50$  с.

Кроме обзорных данных в работе [52] изложены основные положения многочастичной теории протонного распада сферических ядер и теории протонного распада деформированных ядер, развитые при участии автора этой работы.

#### 5.4. Двухпротонная радиоактивность

Возможность существования двухпротонной радиоактивности была предсказана 40 лет тому назад В.И. Гольданским [54] (см. также [55]). Идея предсказания опирается на упомянутый выше (см. раздел 5.3) эффект спаривания протонов, в соответствии с которым энергия связи четного протона больше, чем нечетного. Тогда, в принципе, можно себе представить такое нейтронодефицитное ядро, у которого энергия связи последнего (четного) протона будет слегка положительна:  $\varepsilon_p(A, Z) \geq 0$ , а предпоследнего (нечетного) отрицательна:  $\varepsilon_p(A-1, Z-1) < 0$ . В результате суммарная энергия связи двух протонов также может оказаться отрицательной:

$$\varepsilon_{2p}(A, Z) = \varepsilon_p(A, Z) + \varepsilon_p(A-1, Z-1) < 0, \quad (27)$$

т.е. такое ядро будет нестабильным относительно испускания пары протонов при сохранении стабильности относительно испускания одного.

Аналогичные рассуждения относительно  $\varepsilon_{2p} < \varepsilon_p$  можно провести не только для основного состояния ядра с четным  $Z$ , но и для возбужденного. Поэтому двухпротонная радиоактивность гипотетически может наблюдаться в тех же трех разновидностях, которые были обнаружены для испускания ядрами одного протона, т.е. в виде двухпротонного распада, изомерного двухпротонного распада и запаздывающих протонных пар. Пока экспериментально удалось обнаружить только последнюю разновидность.

В 1980 г. В.И. Гольдманский в работе [56] назвал два конкретных ядра:  ${}^{22}_{13}\text{Al}$  и  ${}^{26}_{15}\text{P}$ ,  $\beta^+$ -распад которых должен привести к образованию излучателей запаздывающих протонных пар  ${}^{22}_{12}\text{Mg}^*$  и  ${}^{26}_{14}\text{Si}^*$ . Спустя 3 года один из них ( ${}^{22}_{12}\text{Mg}^*$ ) был действительно открыт в работе М. Кэбла и др. [57], выполненной на 88-дюймовом циклотроне в Беркли (США). Для получения нейтронодефицитного ядра  ${}^{22}_{13}\text{Al}$  была использована реакция взаимодействия пучка 110-мегавольтных двухзарядных ионов  ${}^3\text{He}^{2+}$  с ядрами магния  ${}^{24}_{12}\text{Mg}$

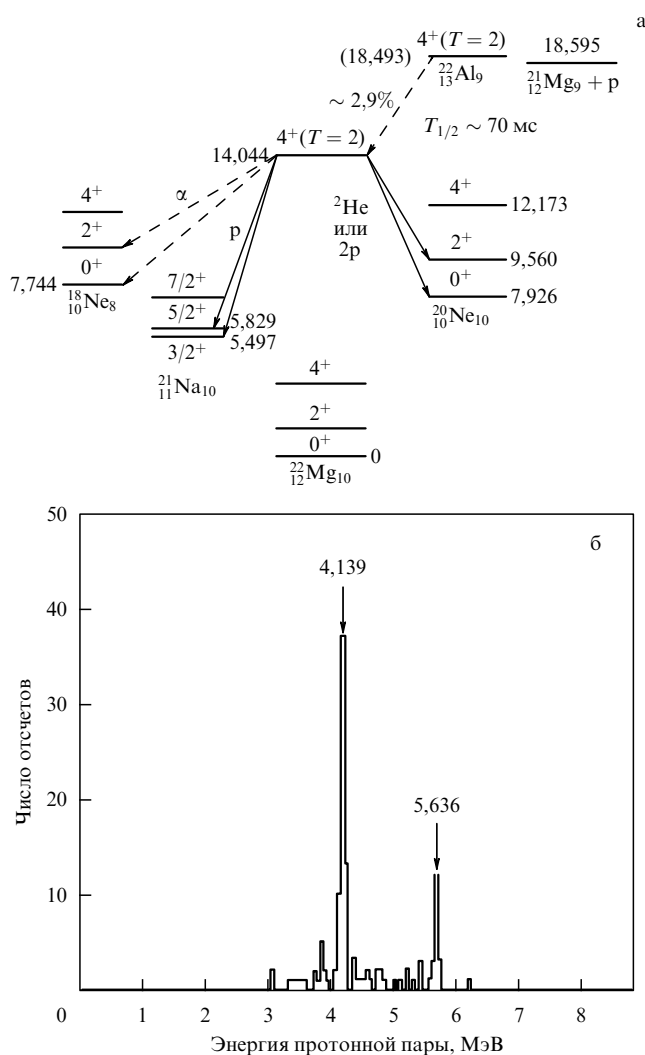
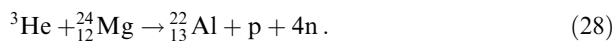
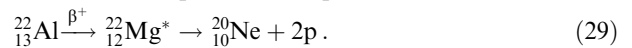


Рис. 9. Схема испускания и энергетический спектр запаздывающих протонных пар: (а) предполагаемая схема частичного распада  ${}^{22}_{13}\text{Al}$ ; (б) энергетический спектр протонных пар.

Образующиеся в реакции (28) ядра  ${}^{22}_{13}\text{Al}^*$  путем  $\beta^+$ -распада ( $T_{1/2} = 0,07$  с) превращались в сильно возбужденные ядра  ${}^{22}_{12}\text{Mg}^*$  (рис. 9а), которые и испускали запаздывающие протонные пары по схеме



Для наблюдения и идентификации протонных пар в работе [57] использовались телескопы с тремя кремниевыми детекторами  $\Delta E1$  (24 мкм),  $\Delta E2$  (155 мкм) и  $E$  (500 мкм). При этом детекторы  $\Delta E1$  и  $\Delta E2$  были разделены на две части, образуя по два детектора (на одной и той же кремниевой основе). Такая конструкция, дополненная компьютером, позволяла регистрировать оба протона пары одновременно (с окном 20 нс) и измерять и записывать энергии каждого из них, а также осуществлять мониторинг реакций (28), (29) по выходу одиночных запаздывающих протонов (рис. 9а) и оценивать количество случайных совпадений.

На рисунке 9б изображен энергетический спектр протонных пар, в котором видны два максимума. Один из них расположен при суммарной энергии обоих протонов пары, равной  $5,636 \pm 0,020$  МэВ (в л.с.к.), другой — при  $4,139 \pm 0,020$  МэВ. Первый соответствует  $2p$ -переходу с уровня 14,044 МэВ ядра  ${}^{22}_{12}\text{Mg}^*$  на основное состояние ядра  ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ , второй — на первое возбужденное (рис. 9а).

Позднее был обнаружен и другой предсказанный в работе [56]  $\beta^+$ -активный предшественник потенциального излучателя протонных пар  ${}^{26}_{15}\text{P}$  ( $T_{1/2} = 0,02$  с), а также еще один —  ${}^{35}_{20}\text{Ca}$  ( $T_{1/2} = 0,05$  с).

## 6. Нейтронная радиоактивность

### 6.1. Общие соображения о возможности существования нейтронной радиоактивности

Выше уже говорилось, что радиоактивными процессами называются самопроизвольно протекающие распады ядер, сопровождающиеся испусканием элементарных частиц или ядерных фрагментов за измеримое время, которое сейчас полагают (в соответствии с возможностями современной методики) равным  $\tau \geq 10^{-12}$  с. Для рассмотренных ранее радиоактивных процессов выполнение этого условия обеспечивалось разными причинами. В случае  $\beta$ -распада — слабостью (т.е. медленностью) соответствующего взаимодействия;  $\alpha$ -распада, спонтанного деления, протонного распада из основного состояния — наличием кулоновского (а также, возможно, центробежного) барьера;  $\gamma$ -переходов — малой энергией возбуждения и большой разностью спинов у начального и конечного состояний ядра; наконец, в случае различных запаздывающих процессов — периодом полураспада предшествующего  $\beta$ -перехода.

Нейтрон участвует в сильном (т.е. быстро происходящем) взаимодействии, и у него нет электрического заряда. Поэтому нейтрон практически мгновенно (за время  $\sim 10^{-15}$  с) вылетает из нейтроноизбыточного ядра при  $\varepsilon < 0$ . Так обстоит дело, например, с мгновенными нейтронами, испускаемыми за  $\tau_{\text{экс}} < 10^{-14}$  с осколками деления. Как мы уже говорили, это не радиоактивный, а так называемый испарительный процесс, близкий к распаду промежуточного (компаунд) ядра с вылетом нейтронов.

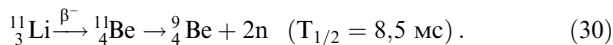
О нейтронной радиоактивности, в принципе, можно говорить, если из перечисленных выше причин, обеспечивающих измеримое время жизни радиоактивных ядер, работает одна из двух: наличие у ядра для нейтрона центробежного барьера или образование ядра в результате предшествующего  $\beta$ -распада.

Центробежный барьер для нейтрона возникает в том случае, если он, вылетая из ядра, уносит орбитальный момент  $l \neq 0$ . В принципе, это возможно, например, для изомерных состояний ядер, когда их энергия возбуждения превышает энергию отделения нейтрона ( $W > \varepsilon_n$ ). Оценка прозрачности центробежного барьера показывает, что время жизни нейтронного изомера может достигать нескольких десятков или даже сотен секунд. Если  $W > \varepsilon_{2n}$ , то теоретически возможен двухнейтронный распад изомерного состояния, а при  $\varepsilon_{2n} < 0$  и  $l \geq 3$  даже основного. Но ни один из перечисленных процессов пока не был зарегистрирован (подробнее см. [46]). Однако вторую возможность — испускание нейтронов после  $\beta$ -распада природа реализовала даже в трех вариантах. Об одном из них — испускании одиночных запаздывающих нейтронов мы уже рассказывали в разделе 4.2. О двух других — более экзотических — расскажем сейчас.

### 6.2. Запаздывающая двухнейтронная радиоактивность

В разделе 4.2 мы говорили о том, что если в результате  $\beta^-$ -распада конечное ядро образуется в возбужденном состоянии с энергией возбуждения, превышающей энергию отделения нейтрона ( $W > \varepsilon_n$ ), то вслед за  $\beta^-$ -распадом материнского ядра произойдет испускание нейтрона дочерним ядром с тем же периодом полураспада  $T_{1/2}^{(n)} = T_{1/2}^{(\beta^-)}$  и с энергией  $T_n = W - \varepsilon_n$  (запаздывающие или  $\beta$ -задержанные нейтроны).

Аналогично, при  $W > \varepsilon_{2n}$  должна наблюдаться запаздывающая двухнейтронная радиоактивность, т.е. испускание дочерним ядром одновременно двух нейтронов с  $T_{1/2}^{(2n)} = T_{1/2}^{(\beta^-)}$  и  $T_{2n} = W - \varepsilon_{2n}$ . Запаздывающая двухнейтронная радиоактивность была предсказана в 1960 г. В.И. Гольданским [54] и обнаружена экспериментально Р. Азума и др. в 1979 г. в ЦЕРНе [58] в процессе



Основная трудность работы [58] была связана с тем, что обычно  $\varepsilon_{2n} > \varepsilon_n$ , т.е. при  $W > \varepsilon_{2n}$  автоматически выполняется условие  $W > \varepsilon_n$  и наряду с парой запаздывающих нейтронов должно испускаться значительно больше одиночных запаздывающих нейтронов. Очевидно, что для успеха работы необходимо выполнение двух условий, с которыми мы познакомились в разделе о двухпротонной запаздывающей радиоактивности: специальный подбор ядер-излучателей и умение различать однеитронную и двухнейтронную радиоактивность.

В принципе, отличить одиночные нейтроны от нейтронов пары можно по двум критериям: энергетическому и временному. Как мы уже говорили, одиночные запаздывающие нейтроны имеют определенную кинетическую энергию  $T_n = W - \varepsilon_n$  и характеризуются тем же периодом полураспада, что и предшествующий им  $\beta$ -переход:  $T_{1/2}^{(n)} = T_{1/2}^{(\beta^-)}$ . В отличие от них запаздывающие нейтроны пары должны иметь одинаковой только суммарную кинетическую энергию  $T_1 + T_2 = W - \varepsilon_{2n}$ , в то время как энергия каждого нейтрона пары может нахо-

диться в пределах  $0 \leq T_{1,2} \leq W - \varepsilon_{2n}$ . Но зато их обнаружение облегчается тем, что они должны вылетать из ядра одновременно.

В упомянутой выше работе [58] было выполнено два эксперимента. В первом из них изучалось испускание ядром  ${}^{11}\text{Li}$  одиночных запаздывающих нейтронов, во втором — запаздывающих нейтронных пар. Для экспериментального определения параметров запаздывающих нейтронов были использованы три ионизационные камеры, наполненные  ${}^3\text{He}$  и включенные параллельно. Такое устройство позволяло определять энергию нейтронов по величине энергосвыделения в камере. Энергия  $Q$  реакции



равна 0,864 МэВ, а ее сечение максимально для тепловых нейтронов ( $T_n = 0,025$  эВ). С ростом энергии нейтрона энергосвыделение в реакции (31) растет, но ее сечение сильно падает. Тем не менее по величине энергосвыделения были выделены три нейтронных максимума при 18 кэВ, 80 кэВ и 1,99 МэВ (рис. 10а), положения которых соответствуют известной схеме уровней ядра  ${}^{11}\text{Be}$  (рис. 10б). Еще два нейтронных максимума (при 1,17 и 1,27 МэВ), которые должны были бы наблюдаться согласно этой схеме, обнаружить не удалось. Область энергии, отмеченную на рис. 10а фигурной скобкой, авторы работы интерпретируют как континуум, характеризующий испускание пары нейтронов.

Доказательство испускания запаздывающих пар нейтронов было получено во втором эксперименте. Казалось бы, эту задачу проще всего решить, соединив несколько  ${}^3\text{He}$ -счетчиков в схему совпадений, которая будет фиксировать одновременность попадания обоих нейтронов в два счетчика (или в один и тот же). Однако при такой постановке эксперимента возникло бы несколько серьезных трудностей (низкая эффективность регистрации быстрых нейтронов, неразличимость попадания одного и двух нейтронов в один и тот же счетчик, сложность схемы питания). Поэтому авторы работы [58] пошли по другому пути, который на первый взгляд может показаться довольно неожиданным. Они сознательно разделили во времени нейтроны пары, вылетающие из ядра одновременно, уменьшив их энергию с помощью замедления до тепловой. Поскольку этот способ часто используется в различных экспериментах (в том числе в работах, описанных в разделе 8.2), мы остановимся на нем достаточно подробно.

Был использован так называемый "длинный парафиновый счетчик", представляющий собой парафиновый цилиндр диаметром 46 см и длиной 60 см с восемью  ${}^3\text{He}$ -счетчиками внутри. Источником запаздывающих нейтронов (одиночных и парных) служил пучок  ${}^6_3\text{Li}$ , проходящий по оси цилиндра. Нетрудно видеть, что при использовании подобной конструкции устраняются все перечисленные выше трудности, поскольку для тепловых нейтронов резко возрастает сечение реакции (31) и регистрация обоих нейтронов происходит раздельно во времени (из-за разницы во времени замедления и диффузии для обоих нейтронов пары). Кроме того, все счетчики можно соединить в параллель (так как время жизни нейтрона в детекторе  $\sim 100$  мкс много больше времени отклика счетчика).

Установка работала следующим образом. Первый нейтрон, зарегистрированный одним из счетчиков, запус-

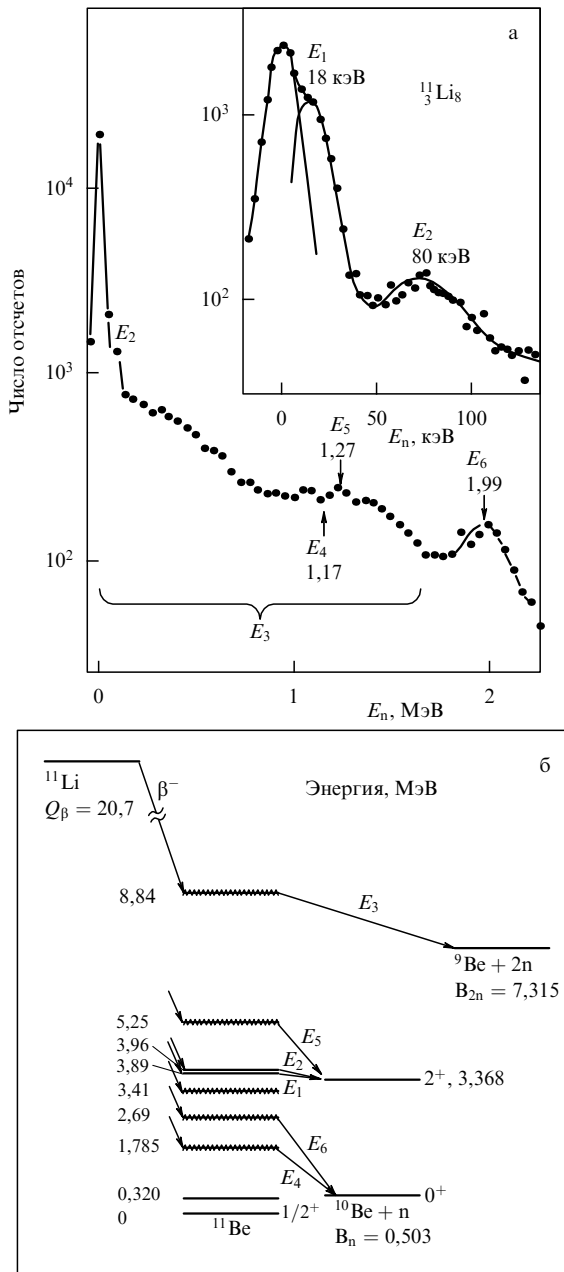


Рис. 10. Схема испускания запаздывающих нейтронных пар из ядра  $^{11}\text{Li}$ : (а) спектр одиночных запаздывающих нейтронов; (б) схема уровней ядра  $^{11}\text{Be}$ .

кал 10-мегагерцевые "часы" (открывал "ворота"), отсчитывающие промежуток времени  $\Delta t$  до прихода второго нейтрона, который выключал часы (закрывал ворота). Затем все повторялось для следующих "первого" и "второго" нейтронов. В результате получалась зависимость числа зарегистрированных "пар" нейтронов (первого и второго, которые не обязательно являются членами истинной пары) от промежутка времени  $\Delta t$  между моментами их регистрации (рис. 11а). При этом совершенно очевидно, что если вторым нейтроном является одиночный запаздывающий или даже просто фоновый нейтрон, то никакой корреляции в значениях  $\Delta t$  быть не должно. Все такие нейтроны приходят по закону случая, следовательно, и промежутки времени между их приходами случайны по величине (горизонтальная прямая на врезке к рис. 11а, которая иллюстрирует совпаде-

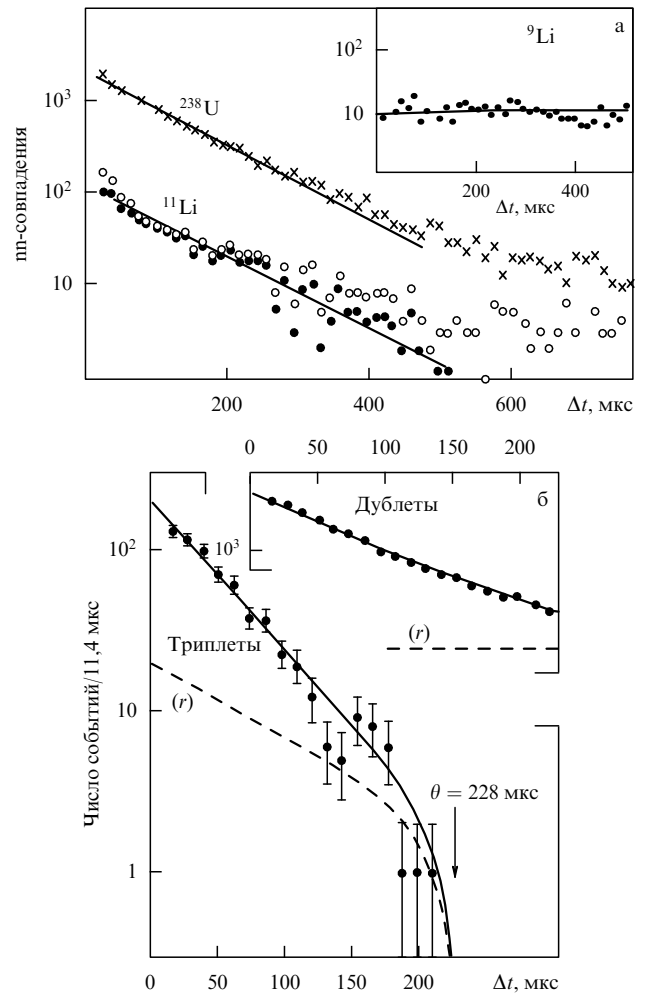


Рис. 11. Экспериментальное подтверждение существования двухнейтронной (а) и трехнейтронной (б) запаздывающей радиоактивности.

ния первого и второго нейтронов для  $^9\text{Li}$ , испускающего только одиночные запаздывающие нейтроны).

Однако если первый и второй нейтроны, составляющие запаздывающую пару, испускаются ядром одновременно, то в распределении их числа от величины  $\Delta t$  должна наблюдаться корреляция: малые  $\Delta t$  будут встречаться чаще, чем большие (для нейтронов, вылетевших одновременно, различие  $\Delta t$  во временах замедления и диффузии чаще должно быть малым, чем большим). Результаты для  $^{11}\text{Li}$  приведены на основной части рис. 11а. Видно, что число событий в области малых  $\Delta t$  в 10 раз превышает фон. Для контроля был поставлен аналогичный эксперимент с  $^{238}_{92}\text{U}$ , относительно которого известно, что его ядра испускают одновременно в среднем по два нейтрона на акт деления. Из рисунка видно, что в этом случае получена аналогичная корреляционная кривая, и это окончательно подтверждает заключение о существовании двухнейтронной запаздывающей радиоактивности у  $^{11}\text{Li}$ . Одинаковые наклоны обеих кривых (для  $^{11}\text{Li}$  и  $^{238}_{92}\text{U}$ ) характеризуют размеры и конструкцию парафинного детектора (т.е. характер замедления и диффузии нейтронов в этом конкретном детекторе). Авторы оценивают вероятность испускания запаздывающей пары нейтронов равной  $9 \pm 3\%$  на  $\beta$ -распад.

Примерно через год аналогичное явление испускания запаздывающих нейтронных пар было обнаружено еще у трех нейтроноизбыточных ядер:  $^{30}_{11}\text{Na}$ ,  $^{31}_{11}\text{Na}$  и  $^{32}_{11}\text{Na}$  с вероятностями, равными соответственно 1,2; 0,7 и 5,1 % [59].

### 6.3. Запаздывающая трехнейтронная и тритиевая радиоактивность

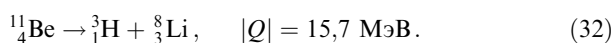
Через год, после дополнительного усовершенствования своей экспериментальной установки, та же группа физиков из ЦЕРНа, которая обнаружила двухнейтронную запаздывающую радиоактивность  $^{11}_3\text{Li}$ , сообщила о наблюдении трехнейтронной запаздывающей радиоактивности того же ядра  $^{11}_3\text{Li}$  [60].

В модернизированной установке использовался более эффективный парафиновый 4π-детектор нейтронов, содержащий 12  $^3\text{He}$ -счетчиков, которые были соединены параллельно. Среднее время жизни нейтронов в детекторе, определенное по β – γ-совпадениям, равно  $89 \pm 1$  мкс (при экспоненциальном распределении). Время поступления отдельных нейтронов в счетчики фиксировалось специальным процессором с точностью 1 мкс и записывалось на магнитную ленту для последующей обработки.

На рисунке 11б представлено распределение интервалов времени Δt между приходом в счетчики первого и второго нейтронов для событий, зарегистрированных как пары и тройки нейтронов в пределах времени корреляции 228 мкс (процедура получения этого распределения подробно описана в разделе 6.2). Из рисунка видно, что распределение интервалов, построенное для нейтронных троек, идет круче, чем для нейтронных пар, что, очевидно, свидетельствует о реальном существовании истинных троек нейтронов, вылетающих из ядра одновременно (вспомните рассуждения, приведенные в разделе 6.2).

Отдельно был проанализирован вопрос о случайных тройных корреляциях, порождаемых комбинациями из одиночных и парных нейтронов. Вклад от случайных событий показан на рисунке пунктиром. Видно, что он невелик, т.е. одновременное испускание запаздывающих троек нейтронов доказано вполне убедительно. Относительная вероятность одновременного испускания трех запаздывающих нейтронов составляет  $1,8 \pm 0,2$  % от полной эмиссии всех нейтронов (1n, 2n и 3n). Авторы работы отмечают, что зарегистрированный процесс представляет собой распад ядра на пять ядерных частиц ( $^{11}_4\text{Be} \rightarrow 3n + 2\alpha$ ).

Другой вариант запаздывающей трехнуклонной радиоактивности (правда, в виде испускания трехнуклонного ядра) — запаздывающее испускание ядер трития. Такое явление было обнаружено во Франции для того же ядра  $^{11}_4\text{Be}$ , образующегося в процессе β-распада  $^{11}_3\text{Li}$  в очень сильно возбужденном состоянии ( $W = 18,5$  МэВ), энергия которого превышает пороговую энергию процесса



## 7. Кластерная радиоактивность

Новый период экзотических открытий в науке о радиоактивных процессах начался в 1984 г., когда Х. Роузу и Г. Джонсу удалось обнаружить углеродную радиоактив-

ность [61]. Это было сенсационное, но не неожиданное открытие. Процесс самопроизвольного испускания некоторыми ядрами кластеров (ядерных фрагментов тяжелее α-частиц) был предсказан в 1980 г. в работе А. Сандулеску, Д.Н. Поенару и В. Грейнера [62]. Этот процесс разрешен всеми законами сохранения, включая закон сохранения энергии. Поэтому, в принципе, можно было ожидать существования кластерных распадов у тяжелых ядер, для которых энергетически разрешены и действительно наблюдаются α-распад со средним энерговыделением ~ 5 МэВ (малый кластер) и спонтанное деление с энерговыделением ~ 200 МэВ (очень большой кластер).

Но это только в принципе. На самом деле сделанное предсказание ни в коем случае нельзя считать тривиальным и очевидным. Действительно, если попытаться проэкстраполировать массовое распределение осколков деления в сторону малых масс до кластерных значений ( $A \approx 15-30$ ), то для вероятности их появления получаются совершенно недоступные для наблюдения значения. То же получается и в случае простой экстраполяции α-частичной модели на кластерный распад. Таким образом, при более внимательном рассмотрении проблемы существования кластерного распада начинает казаться, что между α-распадом и спонтанным делением ничего третьего быть не может. Чтобы преодолеть эти трудности, авторам предсказания потребовалась большая смелость, незаурядная теоретическая интуиция и изобретательность.

### 7.1. Предсказание существования кластерной радиоактивности

Кластерный распад был предсказан в работе [62] в результате использования двух предельных подходов. В одном из них кластерный распад рассматривается по аналогии с α-распадом, т.е. как процесс проникновения сформировавшегося в ядре кластера через кулоновский барьер. При этом фактор формирования не рассматривается вообще, но зато для фактора проницаемости с помощью использования оболочечных поправок к величине энергии распада  $Q$  были получены значения, сравнимые с фактором проницаемости для α-распада (а иногда даже превосходящие его). На этом основании авторы предсказывают достаточно большую (не только доступную для наблюдения, но, как выяснилось позже, даже завышенную) вероятность выхода ряда конкретных кластеров из тяжелых ядер от  $^{90}\text{Th}$  до  $^{102}\text{No}$ .

В другом подходе кластерный распад рассматривается как резко асимметричное деление, в массовом распределении осколков которого опять же из-за оболочечных эффектов появляются новые пики в районе масс предсказываемых кластеров, что, так же как и в предыдущем подходе, можно рассматривать как предсказание существования кластерного распада. Авторы подчеркивают, что во втором подходе им удалось рассмотреть α-распад с помощью модели жидкой капли с простой параметризацией в виде двух пересекающихся сфер и получить очень хорошее совпадение для рассчитанных времен жизни тяжелых ядер относительно α-распада с известными экспериментальными данными. Тем самым было положено начало созданию третьего подхода — единого рассмотрения α-распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления.

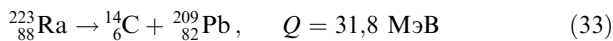
Теперь, через два десятка лет, прошедших с момента предсказания, можно спорить (см. раздел 7.4) о ценности

его количественного содержания (значения вероятностей распада, типы испускаемых кластеров, конкретные ядра-излучатели), но качественная ценность сделанного предсказания совершенно бесспорна — в работе [62] было предсказано существование в природе нового радиоактивного процесса и предложены первые теоретические модели для его объяснения.

## 7.2. Углеродная радиоактивность

При поисках кластерного распада выбор исходного ядра и кластера определяются величиной энергии распада  $Q$ . Очевидно, что она будет максимальна в тех случаях, когда в конечном состоянии образуется особо устойчивое ядро, т.е. во всяком случае четно-четное и желательное магическое, а еще лучше — дважды магическое (см. раздел 3). Первые поиски кластерной радиоактивности начались практически одновременно в двух лабораториях мира — в Оксфорде (Англия) и в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова (Москва), причем обе группы выбрали один и тот же вариант распада и одну и ту же методику, но оксфордская группа получила результат на три месяца раньше московской.

Работа Роуза и Джонса [61], авторы которой первыми обнаружили углеродную радиоактивность радия, была выполнена с помощью метода  $E - \Delta E$ . Всего было зарегистрировано 11 ядер  $^{14}\text{C}$ , образующихся при распаде  $^{223}_{88}\text{Ra}$  ( $T_{1/2} = 11,7$  сут,  $T_\alpha = 5,7$  МэВ) по схеме



с образованием в конечном состоянии магического ядра  $^{209}_{82}\text{Pb}$  ( $Z = 82$ ). Для удобства измерений в работе использовался радиоактивный источник  $^{227}_{89}\text{Ac}$  ( $T_{1/2} = 21$  год), в котором  $^{223}_{88}\text{Ra}$  находится в радиоактивном равновесии с продуктами распада актиния. Выход ядер  $^{14}_6\text{C}$  оказался исключительно малым —  $(8,5 \pm 2,5) \times 10^{-10}$  от выхода  $\alpha$ -частиц из того же ядра  $^{223}_{88}\text{Ra}$ . Поэтому в работе было уделено большое внимание проблеме фона от космического излучения и множественных наложений импульсов от  $\alpha$ -частиц с примерно таким же энерговыделением, как и в случае испускания  $^{14}_6\text{C}$ .

Напомним, что метод  $E - \Delta E$  опирается на известную формулу для ионизационных потерь энергии тяжелой заряженной нерелятивистской частицей с зарядом  $Z$ , скоростью  $v$ , массой  $M$  и кинетической энергией  $T$ :

$$\frac{dT}{dx} \sim \frac{Z^2}{v^2} \sim \frac{Z^2 M}{T}, \quad (34)$$

откуда следует, что  $T \Delta T \sim Z^2 M \sim Z^2 A$ , где  $A$  — массовое число иона.

Обычно  $\Delta T$  измеряется в плоском тонком ( $\sim 10$  мкм) поверхностно-барьерном кремниевом детекторе  $\Delta E$ ,  $v$  — по пролетному времени и расстоянию между двумя такими детекторами,  $T$  — по величине полного энерговыделения в толстом детекторе  $E$ . Дополнительным фактором, помогающим идентифицировать частицу по заряду и массовому числу, является дискретность произведения  $Z^2 A$ , в связи с чем на плоскости  $T$ ,  $\Delta T$  выделяются области с определенными  $Z$  и  $A$ .

В работе [61] заряд кластера ( $Z = 6$ ) был установлен из сравнения отношения ионизационных потерь в детекторах  $\Delta E$  и  $E$ , которое оказалось заметно различным для ионов углерода и множественных (до 5) наложений  $\alpha$ -

частиц. Массовое число испускаемых ядер углерода, в принципе, могло быть заключено в интервале 12–15. Для его определения было измерено полное энерговыделение  $Q$ , рассчитанное значение которого различно для разных изотопов углерода и максимально для  $^{14}\text{C}$  ( $Q_{^{12}\text{C}} = 27,7$  МэВ,  $Q_{^{13}\text{C}} = 28,8$  МэВ,  $Q_{^{14}\text{C}} = 31,8$  МэВ и  $Q_{^{15}\text{C}} = 29,1$  МэВ). Эта работа была проведена особенно тщательно в связи с трудностью, обусловленной практически одинаковыми пробегами в детекторе для  $\alpha$ -частиц и ионов углерода. После калибровки детекторов  $\alpha$ -частицами  $^{241}_{95}\text{Am}$  (имеющими такое же отношение ионизационных потерь в счетчиках  $\Delta E$  и  $E$ , как и  $^{14}_6\text{C}$ ) и введения поправок на энергию отдачи было установлено, что измеренная величина  $Q$  соответствует распаду  $^{223}_{88}\text{Ra}$  с вылетом  $^{14}_6\text{C}$ .

Любопытно отметить, что к подобному же заключению авторы приходят и без измерения энерговыделения, а просто с помощью сравнения гамов-факторов, характеризующих прозрачность кулоновского барьера для распадов  $^{223}_{88}\text{Ra}$  с вылетом  $^{12}_6\text{C}$ ,  $^{13}_6\text{C}$ ,  $^{14}_6\text{C}$  и  $^{15}_6\text{C}$ . Такое сравнение показало, что наилучший гамов-фактор имеют ядра  $^{14}_6\text{C}$  ( $10^{-5} - 10^{-3}$  от гамов-фактора для  $\alpha$ -частицы). При таком гамов-факторе из величины наблюдавшегося эффекта  $(8,5 \pm 2,5) \times 10^{-10}$  для фактора формирования вылетающего фрагмента  $^{14}_6\text{C}$  получается разумное значение  $\sim 10^{-6} - 10^{-4}$  (опять же по сравнению с  $\alpha$ -частицей). Для остальных изотопов углерода гамов-факторы на 5–6 порядков меньше, чем у  $^{14}_6\text{C}$  (и примерно одинаковые), что при сравнении с наблюдавшимся эффектом приводит к неприемлемо высокому (в том числе для альфа-подобного ядра  $^{12}_6\text{C}$ ) фактору формирования 0,1–10(!). Таким образом, даже из этого простого рассуждения следует, что  $^{223}_{88}\text{Ra}$  испускает именно ядра  $^{14}_6\text{C}$ .

Открытие углеродной радиоактивности в том же 1984 г. было подтверждено в работе упомянутой выше московской группы А.А. Оглоблина с сотрудниками [63] и группы С. Галеса и др. [64] в Орсе (Франция). Работа [63] была выполнена тем же методом  $E - \Delta E$  с использованием того же источника  $^{227}_{89}\text{Ac}$ , но энергетическая калибровка  $E - \Delta E$  спектра была проведена с помощью пучков  $^{14}_7\text{N}$  и  $^{12}_6\text{C}$ , полученных на циклотроне Института атомной энергии им. И.В. Курчатова. В результате проведенных измерений было зафиксировано семь событий, соответствующих процессу (33), что позволило получить для отношения выхода  $^{14}_6\text{C}$  к выходу  $\alpha$ -частиц значение  $(7,6 \pm 3,0) \times 10^{-10}$ .

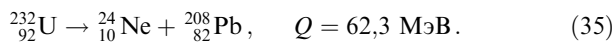
В работе [64], тоже выполненной с источником  $^{227}_{89}\text{Ac}$ , для выделения ядер  $^{14}_6\text{C}$  использовался магнитный спектрометр со сверхпроводящим магнитом и  $E - \Delta E$ -телескоп, прокалываемый пучком  $^{14}_6\text{C}$ . В результате измерений было выделено 11 случаев распада  $^{223}_{88}\text{Ra}$  с вылетом ядер  $^{14}_6\text{C}$ , что дало для отношения их выхода к выходу  $\alpha$ -частиц значение  $(5,5 \pm 2,0) \times 10^{-10}$ . Таким образом, все три полученных в 1984 г. значения согласуются между собой в пределах ошибок, что убедительно подтверждает достоверность обнаруженного эффекта. Несколько позднее распад по схеме (33) был зарегистрирован в работе В. Кучера и др. [65] (Аргонская лаборатория, США), а П. Прайс и др. [66] обнаружили эмиссию  $^{14}_6\text{C}$  еще у двух изотопов радия —  $^{222}_{88}\text{Ra}$  и  $^{224}_{88}\text{Ra}$ .

В работе [66] для детектирования ядер  $^{14}_6\text{C}$  использовалась полиуглеродная пленка, чувствительная к частицам с  $Z > 2$ , которая позволяла различать треки  $^{14}_6\text{C}$  на

фоне  $\alpha$ -частиц до  $6 \times 10^{10}$   $\alpha$ -част.см<sup>-2</sup>. Кроме того, использование пластиковых детекторов дало возможность существенно увеличить телесный угол, в пределах которого можно регистрировать кластерный распад.

**7.3. Неоновая, магниева и кремниевая радиоактивность**

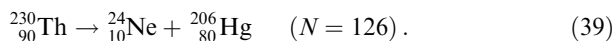
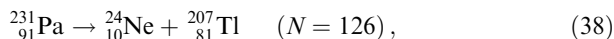
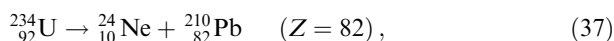
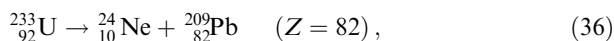
Через год после открытия углеродной радиоактивности С. Барвик и др. [67] обнаружили испускание ядром <sup>232</sup><sub>92</sub>U ядер неона (<sup>24</sup><sub>10</sub>Ne) с образованием в конечном состоянии дважды магического ядра <sup>208</sup><sub>82</sub>Pb ( $Z = 82, N = 126$ ):



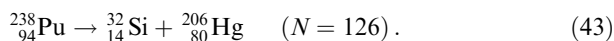
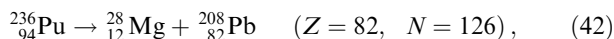
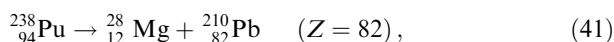
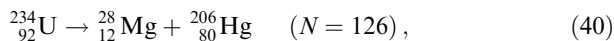
Для детектирования ядер <sup>24</sup><sub>10</sub>Ne в работе использовалась пластмассовая пленка Стопаг, чувствительная только к частицам с  $Z > 6$ , что позволяло работать с ней при фоне  $\alpha$ -частиц, доходящем до  $2 \times 10^{11}$   $\alpha$ -част.см<sup>-2</sup>. Пленка облучалась источником <sup>232</sup><sub>92</sub>U активностью 0,5 МКи в течение месяца. Обработка облученной пленки заключалась в протравливании ее в течение нескольких часов в растворе NaOH и последующем просмотре под микроскопом при увеличении в несколько сот раз.

Идентификация частиц основана на том, что интенсивность травления вдоль трека больше, чем в необлученных местах пленки, и зависит от удельных потерь энергии  $dE/dx$ . Поэтому каждый тип частиц характеризуется определенной кривой зависимости интенсивности травления от остаточного пробега. Для калибровки метода использовалось облучение пленки пучками ионов <sup>18</sup><sub>8</sub>O и <sup>20</sup><sub>10</sub>Ne.

Ядра <sup>24</sup><sub>10</sub>Ne были идентифицированы (31 случай) по величине пробега  $R = 32,8 \pm 0,23$  мкм, который практически совпадал с  $R_{\text{теор}} = 33,2$  мкм, вытекающим из  $Q$  реакции. Выход ядер <sup>24</sup><sub>10</sub>Ne оказался еще на три порядка меньше, чем в случае углеродной радиоактивности:  $(2 \pm 0,5) \times 10^{-12}$  от выхода  $\alpha$ -частиц. Позднее неоновая радиоактивность была обнаружена еще у нескольких ядер в процессах с образованием магических ядер в конечном состоянии:



В конце 80-х годов у ядер <sup>234</sup><sub>92</sub>U, <sup>238</sup><sub>94</sub>Pu и <sup>236</sup><sub>94</sub>Pu была обнаружена магниева радиоактивность, сопровождающаяся испусканием ядер <sup>28</sup><sub>12</sub>Mg, а у ядра <sup>238</sup><sub>94</sub>Pu — кремниевая радиоактивность с испусканием ядер <sup>32</sup><sub>14</sub>Si:



Все приведенные выше процессы характеризуются очень большими парциальными периодами полурас-

пада  $T_{\text{кл}}^{1/2} = 10^{14} - 10^{17}$  лет и очень малыми выходами  $\Gamma_{\text{кл}}/\Gamma_{\alpha} \approx 10^{-14}$ .

В качестве одного из примеров обнаружения магние-вой радиоактивности остановимся вкратце на работе А.А. Оглоблина с сотрудниками [68], которая ввиду особого значения ее второй, обзорной, части более подробно будет обсуждена в разделе 7.4. В первой части этой работы, посвященной эксперименту, описано обнаружение магние-вой радиоактивности ядра <sup>236</sup><sub>94</sub>Pu, протекающей по схеме (42). Детекторами служили лавсановые пленки, которые облучались специально приготовленной плутониевой мишенью (66 % <sup>236</sup><sub>94</sub>Pu + 34 % <sup>238</sup><sub>94</sub>Pu) в общей сложности 690 сут. Чтобы не перегрузить пленку  $\alpha$ -фоном, предельно допустимое значение которого равно  $10^{12}$   $\alpha$ -част.см<sup>-2</sup>, продолжительность облучения отдельных пленок не превышала 115 сут. Процедура обработки пленки и идеология идентификации частиц была разработана С.П. Третьяковой и В.И. Михеевым (ОИЯИ, Дубна), с деятельностью которых связан значительный прогресс в развитии метода регистрации кластеров твердотельными (пленочными и стеклянными) трековыми детекторами [69, 70]. Калибровка пленки проводилась пучками ионов <sup>20</sup><sub>10</sub>Ne, <sup>26</sup><sub>12</sub>Mg и <sup>27</sup><sub>13</sub>Al, ускоренных на циклотроне У-300 ОИЯИ (Дубна) до энергии  $(1,6 - 3,0)$  МэВ нуклон<sup>-1</sup>. Всего на всех пленках среди большого количества следов от  $\alpha$ -частиц, осколков деления и др. было обнаружено два трека <sup>28</sup><sub>12</sub>Mg, которые оказалось невозможно приписать ни одному из фоновых процессов (рис. 12а).

Схема распада (42) была идентифицирована по величине энергывыделения ( $Q = 70 \pm 3$  МэВ) и подтверждена вычислением сравнительной вероятности испускания разных изотопов магния ядрами <sup>236</sup><sub>94</sub>Pu и <sup>238</sup><sub>94</sub>Pu. Для всех вариантов распада, кроме схемы (42), значение этой

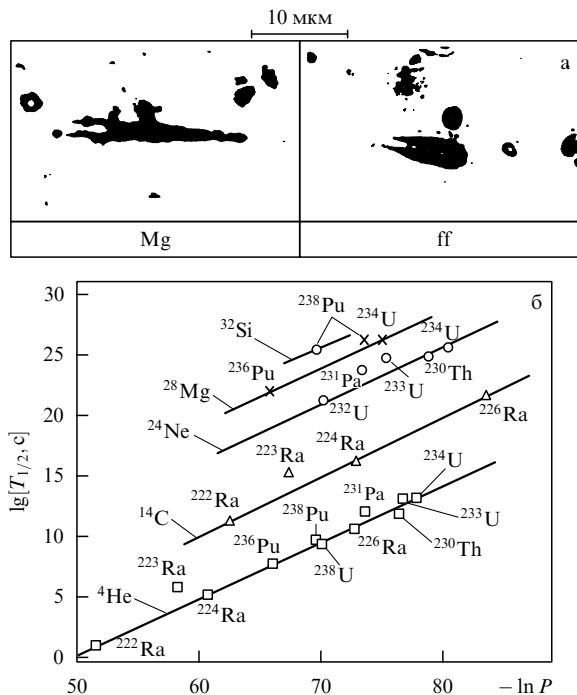


Рис. 12. К вопросу о кластерной радиоактивности: (а) микрофотография магниевого кластера (Mg) в сравнении с осколками деления (ff); (б) зависимость периода полураспада  $T_{1/2}$  от проникаемости барьера  $P$ .

вероятности оказалось на 5–6 порядков меньше. Обнаруженный эффект соответствует парциальному периоду полураспада  $T_{1/2}^{кл} = 1,5 \times 10^{14}$  лет и  $\Gamma_{кл}/\Gamma_{\alpha} = 2 \times 10^{-14}$ . Более подробно о методике экспериментов и обработке полученных результатов, а также об общем состоянии рассматриваемого вопроса на 1990 г. можно прочесть в обзоре Ю.С. Замятнина и др. [71].

#### 7.4. Обсуждение механизма кластерной радиоактивности

Во второй, обзорной, части работы [68] проведен первый систематический анализ всего накопленного к тому времени статистического материала (4 вида кластеров и 11 различных ядер-излучателей) для получения представления о механизме кластерного распада. Результаты сделанного анализа приведены на рис. 126 для 13 случаев кластерного распада (у двух ядер обнаружено по два кластера) в виде зависимости  $\lg T_{1/2}^{кл}$  от  $\ln P$ , где  $P$  — проницаемость кулоновского барьера. Из рисунка видно, что экспериментальные точки для всех четно-четных ядер лежат на параллельных прямых, аналогичных зависимости, полученной в простейшей теории  $\alpha$ -распада при объяснении закона Гейгера–Неттола (нижняя прямая на рис. 126). Точки для нечетных ядер лежат несколько выше, что также типично для  $\alpha$ -распада.

Таким образом, из экспериментов следует, что в изученной области ядер для обнаруженных кластеров механизм кластерной радиоактивности, по-видимому, близок к механизму  $\alpha$ -распада. Полученные параллельные прямые можно рассматривать как обобщенный закон Гейгера–Неттола, который позволяет предсказывать значения  $T_{1/2}^{кл}$  для новых ядер-излучателей перечисленных выше кластеров. Кроме того, из относительного расположения прямых видно, что вероятность испускания кластера снижается на 5–6 порядков при увеличении его массы на 10 нуклонных масс. Этой эмпирической зависимостью можно попытаться воспользоваться, чтобы предсказывать парциальные периоды полураспада для еще не открытых более тяжелых кластеров (в предположении сохранения для них " $\alpha$ -частичного" механизма испускания). Этим способом, например, до того как был обнаружен первый магниевый кластер, в работе Б.Г. Новацкого и А.А. Оглоблина [72] было предсказано положение "магниевой" прямой (рис. 126) и даже место на ней для конкретного вида распада по схеме (42).

Такие выводы можно сделать из экспериментальных данных. А что следует из теории? В разделе 7.1 мы говорили, что в 1980 г., т.е. за 4 года до открытия углеродной радиоактивности, в работе [62] были намечены три способа теоретического описания кластерного распада: по аналогии с  $\alpha$ -распадом, исходя из рассмотрения резко асимметричного спонтанного деления и объединенное рассмотрение всех трех перечисленных видов радиоактивности. После открытия кластерного распада все эти способы теоретического описания новой радиоактивности стали развиваться особенно интенсивно.

Не имея возможности детально останавливаться на многочисленных работах на эту тему, мы отметим лишь основные положения некоторых из них, а также рассмотрим специфические особенности каждого способа описания кластерного распада.

" $\alpha$ -распадная" модель кластерной радиоактивности (так называемый микроскопический подход) строится (см., например, [73–75]) по аналогии с теорией  $\alpha$ -

распада, в которой вероятность  $\alpha$ -распада определяется произведением фактора формирования  $\alpha$ -частицы из нуклонов ядра и фактора проницаемости кулоновского (и центробежного) барьера, при оценке которого учитывается частота соударений  $\alpha$ -частицы с барьером и прозрачность последнего (см. раздел 2.1). Наиболее трудной задачей теории является оценка фактора формирования, который в первых теоретических описаниях  $\alpha$ -распада вообще не оценивался, а считался одинаковым для некоторой определенной категории ядер (например, четно-четных в основном и слабо возбужденном состоянии). В современных теориях  $\alpha$ -распада фактор формирования пытаются оценивать, исходя из свойств нуклонов в ядре (например, упомянутого в разделе 5.3 парного взаимодействия), но эта задача по-прежнему остается очень трудной.

При переходе от рассмотрения  $\alpha$ -распада к кластерной радиоактивности проблема оценки фактора формирования еще больше усложняется из-за необходимости рассмотрения процесса образования в ядре (точнее, вблизи его поверхности) скоррелированной группы не четырех, как в  $\alpha$ -распаде, а двух–трех десятков нуклонов. По той же причине усложняется и задача оценки фактора проницаемости барьера, который, очевидно, должен зависеть от размеров, формы и нуклонного состава вылетающего кластера, вида барьера и частоты соударений. Естественно, что каждая из рассмотренных трудностей приводит к уменьшению вероятности испускания кластера из данного ядра по сравнению с вероятностью  $\alpha$ -распада, а неучет их может привести (как это было в первых обобщенных теориях  $\alpha$ -распада) к ее завышению. Современные " $\alpha$ -частичные" модели достаточно хорошо описывают вероятность кластерного распада для уже исследованных ядер.

Для примера приведем схему " $\alpha$ -частичного" подхода к рассмотрению кластерного распада, которая была использована в работе Байендовски и Вэллисера [75]. В этой работе обобщение теории  $\alpha$ -распада на кластерную радиоактивность было сделано с помощью квазиклассического метода ВКБ (см. раздел 2.1), согласно которому  $\lambda = vPD$ , где

$$v = \frac{v}{2R_i}; \quad P = P_{\alpha}^{(A_{кл}-1)/3}; \quad (44)$$

$$D = \exp \left\{ -2 \int_{R_i}^{R_0} dR \frac{2M}{h^2} [U(R) - Q]^{1/2} \right\}. \quad (45)$$

Здесь  $v$  — скорость кластера внутри барьера, которая определяется из кинетической энергии  $Mv^2/2 = 25A_{кл} \text{ МэВ}$ ;  $R_i$  и  $R_0$  — внутренняя и внешняя точки поворота;  $P$  и  $P_{\alpha}$  — факторы формирования кластера и  $\alpha$ -частицы;  $A_{кл}$  — массовое число кластера;  $M$  — приведенная масса;  $Q$  — энергия распада;  $U(R)$  — полуэмпирический тяжелоионный потенциал, нормированный по упругому рассеянию в предположении, что  $l = 0$ . Значения  $\lambda$ , рассчитанные в работе [75], хорошо согласуются с известными экспериментальными данными.

Во второй группе теоретических моделей (макроскопический подход) эмиссия кластера рассматривается как резко асимметричное спонтанное деление. Такая точка зрения развивалась в работах [76–80] и др. В [76, 77], например, в качестве модели рассматриваются две частично перекрывающиеся сферы с неравными массами, из которых малая сфера считается неизменяющейся по форме в течение всего процесса. Параметром



деформации в работе [76] является расстояние  $R$  между центрами сфер; высота барьера в области перекрытия рассчитывается с помощью квадратичной зависимости от  $R$  (с учетом кулоновских и ядерных сил). Вне области перекрытия используются кулоновский и центробежный потенциалы. В работе [77] параметром деформации делящейся системы была выбрана полная длина  $L$ , которая равна диаметру материнского ядра  $D_0$  в начальный момент, сумме диаметров фрагментов  $D_1 + D_2$  в момент их касания и расстоянию между дальними краями их поверхности до и после разделения. Энергия деформации при  $L \geq D_1 + D_2$  определяется энергией распада, кулоновским отталкиванием и ядерным притяжением фрагментов. Для  $L \leq D_1 + D_2$  она уменьшается по степенному закону от значения  $L(D_1 + D_2)$  при касании до нуля при  $L = D_0$ . Проницаемость барьера как в случае  $\alpha$ -распада, так и в случае испускания ядер  $^{14}\text{C}$  вычислялась стандартным методом ВКБ.

Для лучшего совпадения с экспериментальными данными в [76] (и последующих работах этой группы [78, 79]) при оценке проницаемости барьера к величине энергии распада  $Q$  добавлялась энергия нулевых колебаний  $E$ , которую вычисляли с помощью эмпирической зависимости  $E = 0,13A_{\text{кл}} \text{ МэВ}$ , где  $A_{\text{кл}}$  — массовое число кластера (малой сферы). В обеих обсуждаемых работах [76, 77] массовый коэффициент в процессе перехода системы от исходного ядра к двум конечным принимается равным приведенной массе системы в конце ее разделения. Нормировка проводилась по многочисленным данным для  $\alpha$ -распада и незадолго до этого полученным данным для эмиссии  $^{14}\text{C}$  из  $^{223}_{88}\text{Ra}$ .

Описанная модель более или менее правильно (примерно на порядок меньше) предсказывала  $T_{1/2}$  для обнаруженной позже неоновой радиоактивности, так что представление о неизменности сферической формы кластера при его прохождении через барьер, по-видимому, можно считать достаточно справедливым вплоть до  $Z = 10$ . Однако обе группы исследователей считают, что в более совершенной теории модель двух пересекающихся сфер должна быть заменена более сложной.

Некоторое усложнение модели пересекающихся сфер предложил Г.А. Пик-Пичак [80], который в качестве основной физической координаты выбрал вместо расстояния между пересекающимися сферами, неизменными по форме, расстояние между центрами тяжести образующихся осколков, сильно деформированных в начальный момент. Автор отмечает, что поскольку при кластерном распаде обычно испускаются ядра, обогащенные нейтронами, то это означает, что в процессе их образования почти не происходит перераспределения отношения  $Z/A$ , что оправдывает применение "делительного" подхода. Кроме того, поскольку в работе предполагается, что в начальный момент будущие осколки сильно деформированы относительно их конечной формы, то эффективный массовый коэффициент (оцениваемый на основе гидродинамической модели однородной несжимаемой идеальной жидкости) в начале процесса считается в несколько раз большим, чем после разделения, когда он равен приведенной массе. В своих расчетах автор работы [80] обходится без введения энергии нулевых колебаний, которое считает нежелательным (нарушение закона сохранения энергии).

Расчеты периодов полураспада в его модели в исследованной области ядер дают несколько более высокие

(но также хорошо совпадающие с экспериментальными данными) значения по сравнению с работами [76, 79].

Наконец, как уже упоминалось, существует и третий подход для объяснения кластерного распада — попытка построения модели совместного описания всех трех рассмотренных выше радиоактивных процессов:  $\alpha$ -распада, спонтанного деления и испускания кластеров (см., например, раннюю работу [62] и более позднюю работу той же группы [81]). В основе описания лежит представление о резко асимметричном спонтанном делении в случае кластерной радиоактивности и крайне асимметричном в случае  $\alpha$ -распада. При этом обычно используется описание деления с помощью макроскопической модели жидкой капли с микроскопическими оболочечными поправками, по мнению авторов, оказывается непригодным, так как оно не позволяет описывать процессы с различными плотностями зарядов и резко асимметричными массами у осколков, если одним из них считать кластер или, тем более,  $\alpha$ -частицу. Поэтому в работе [62] были использованы (вероятно, впервые) уже упоминавшаяся выше модель жидкой капли с очень простой параметризацией в виде двух пересекающихся сфер и феноменологические выражения для вычисления оболочечных поправок.  $\alpha$ -распад этим способом описывается как крайне асимметричное деление с образованием очень легкого осколка с точно определенными нуклонным составом  $(2p + 2n)$  и массой ( $m_\alpha$ ), причем полученные значения для  $T_{1/2}^\alpha$  в очень широком диапазоне  $\alpha$ -излучателей оказались в хорошем совпадении с известными экспериментальными данными. Кроме того, как уже указывалось раньше, при подобном рассмотрении асимметричного деления удалось предсказать (правда, с завышенной вероятностью его протекания) кластерный распад. В более поздних работах этой группы [76, 78, 79, 81, 82] теоретические предсказания стали лучше совпадать с имеющимися экспериментальными данными.

Вообще, все три упомянутые выше способа теоретического описания новой радиоактивности дают вполне удовлетворительное предсказание ее вероятности в уже исследованной области ядер, что на первый взгляд кажется удивительным из-за различия используемых подходов. Возможно, это объясняется, как замечено в работе [68], тем, что для исследованных ядер механизм распада не играет существенной роли, потому что его вероятность определяется, в основном, величиной освобождающейся энергии  $Q$ .

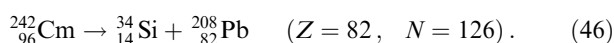
Различия в предсказаниях разных теорий можно ожидать, как считают Б.Г. Новацкий и А.А. Оглоблин [72], лишь в области достаточно далеких трансурановых элементов, где заметно возрастает относительная роль спонтанного деления среди других каналов распада. Как было замечено в разделе 4.4, вероятность спонтанного деления зависит от параметра делимости  $Z^2/A$ . Поэтому если механизм кластерного распада сходен с механизмом спонтанного деления, то при некотором значении  $Z^2/A$  в ходе соответствующей теоретической зависимости для вероятности кластерного распада от  $Z^2/A$  должен появиться заметный скачок.

В работе [72] район этого скачка определен при  $Z^2/A > 36,5$ , т.е. для четно-четных нейтронодефицитных ядер тяжелее  $^{232}_{92}\text{U}$ . Этими ядрами среди не самых тяжелых могут быть, например,  $^{236}_{94}\text{Pu}$  и  $^{240}_{96}\text{Cm}$ , а среди более тяжелых —  $^{244}_{98}\text{Cf}$ . Одно из этих ядер —  $^{236}_{94}\text{Pu}$ , как

отмечалось в разделе 7.3, уже было исследовано, и соответствующая точка имеется на магниевой прямой (рис. 126). Однако предсказанного излома этой прямой в точке, соответствующей  $^{236}_{94}\text{Pu}$ , имеющего  $Z^2/A = 37,44 > 36,5$ , не наблюдается. Так что пока вся статистика, набранная к 1990 г., говорит в пользу  $\alpha$ -частичного механизма кластерного распада. Но она еще слишком мала для окончательного суждения. Нужны новые экспериментальные данные для ядер с более высоким значением  $Z^2/A$ . Мы рассмотрим их в следующем разделе.

### 7.5. Кластерный распад кюрия

В предыдущем разделе мы видели, как важно было попытаться обнаружить кластерный распад ядер более тяжелого элемента, чем плутоний, с вылетом более тяжелого кластера, чем  $^{32}\text{Si}$ . Ближайшим подходящим по свойствам ядром, распад которого можно было надеяться обнаружить, является изотоп кюрия  $^{242}_{96}\text{Cm}$ . Все современные модели предсказывали, что в соответствии с величиной освобождающейся энергии  $Q$  наиболее вероятной должна быть схема распада  $^{242}_{96}\text{Cm}$ , сопровождающегося вылетом кластера  $^{34}\text{Si}$  и образованием дважды магического ядра  $^{208}_{82}\text{Pb}$ :



Первый эксперимент по поиску распада  $^{242}_{96}\text{Cm}$  был описан в 1991–1993 гг. в работе В.Л. Михеева и др. [83], выполненной коллаборацией Дубна–Москва. Однако в нем удалось получить только оценку нижней границы парциального периода полураспада:  $T_{1/2} > 6 \times 10^{15}$  лет. Следующий эксперимент, результаты которого опубликованы А.А. Оглоблиным с сотрудниками в 1999–2000 гг. [84], был поставлен силами той же коллаборации в 1996 г. и успешно завершён в 1998–1999 гг. При этом в результате данного эксперимента был не только обнаружен распад по схеме (46), но и появилась надежда на решение трудного вопроса о механизме кластерного распада.

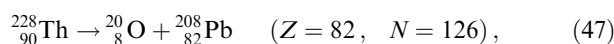
Изотоп  $^{242}_{96}\text{Cm}$  был получен в результате химического его выделения из  $^{241}_{95}\text{Am}$ , облученного нейтронами на исследовательском реакторе ИР-8 РНЦ "Курчатовский институт". В эксперименте использовались два источника, содержащие 0,228 и 0,168 мг  $^{242}_{96}\text{Cm}$ , и четыре набора трековых детекторов из фосфатных стекол, смонтированных на внутренних поверхностях медных полусфер диаметром 190 мм. Для защиты от осколков спонтанного деления детекторы были прикрыты алюминиевой фольгой толщиной 10,3 мкм или полимерной пленкой толщиной 20,0 мкм. Облучение проводилось в вакуумных камерах, наполненных метаном под давлением 70 и 7,5 торр соответственно. Эффективность регистрации (в телесном угле  $2\pi$ ) равнялась 0,73. Для калибровки детекторов были использованы пучок ионов  $^{28}_{14}\text{Si}$ , ускоренных на циклотроне РНЦ "Курчатовский институт", и пучки ионов  $^{30}_{14}\text{Si}$  и  $^{32}_{16}\text{S}$  тандема Lognago (Италия), а также продукты спонтанного деления  $^{248}\text{Cm}$ . Всего было сделано четыре облучения общей продолжительностью 292 сут. Процедура проявления и идентификации треков была близка к описанной в разделе 7.3, но вместо щелочи NaOH использовалась кислота HF, причем время травления было подобрано таким, чтобы подавить проявление треков от кластеров легче  $^{34}_{14}\text{Si}$ .

В результате просмотра было обнаружено 15 треков, идентификация которых показала, что они вызваны частицами с зарядом  $Z = 14$ . Очень тонкая индивидуальная обработка особенностей каждого трека позволила получить энергетический спектр зарегистрированных событий в виде *единственного* пика без дополнительных событий между ним и порогом регистрации. Такой пик может быть вызван только кластерным распадом  $^{242}_{96}\text{Cm} \rightarrow ^{34}_{14}\text{Si}$ . Значение энергии в максимуме пика  $81,0 \pm 3,0$  МэВ удовлетворительно согласуется со значением 82,97 МэВ, вытекающим из расчетной величины  $Q$  для этого распада. Оценка парциального периода полураспада для процесса (46) привела к значению  $T_{1/2} = (1,4^{+0,5}_{-0,3}) \times 10^{23}$  с, которое находится в согласии с большинством предсказаний теоретических моделей (кроме " $\alpha$ -частичных") и полуэмпирических систематик.

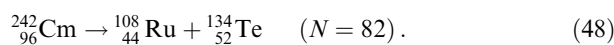
Выше мы говорили, что в районе  $Z^2/A > 36,5$  можно ожидать смены " $\alpha$ -частичного" механизма кластерного распада на "делительный". В настоящее время представление о реальности такого перехода получило сильное подкрепление в связи с открытием холодного спонтанного деления  $^{252}_{98}\text{Cf}$  [85], при котором осколки деления образуются не в возбужденном состоянии, как в обычном спонтанном делении, а в основном, т.е. так же, как кластеры. Сравнение свойств холодного и обычного спонтанного деления  $^{252}_{98}\text{Cf}$  показывает, что вероятность испускания холодного осколка на несколько порядков меньше, чем "горячего".

Расчет по схеме холодного деления [80] всех возможных способов распада  $^{242}_{96}\text{Cm}$  показал сравнимую вероятность кластерного распада при  $A = 90–110$  (область деления) и  $A \approx 35$ , причем последнее расчетное значение практически совпадает с экспериментальным значением вероятности испускания обнаруженного кластера  $^{34}\text{Si}$ . Эти совпадения позволяют считать адиабатические модели более или менее реалистичными. Заметим, что оценки вероятности эмиссии кластеров с  $A \approx 100$ , сделанные по неадиабатическим моделям (см., например, [75], подтвержденные в [86]), дают на много порядков меньшие значения (см. ниже).

Еще более убедительно выглядят две систематики экспериментальных данных, приведенных на рис. 13. Рисунок 13а в основном повторяет данные рис. 12б, из которых следовала справедливость обобщенного закона Гейгера–Неттола (т.е. неадиабатической модели " $\alpha$ -частичного" типа) вплоть до  $A \approx 30$  (линейный рост  $\lg T_{1/2}$  с увеличением массы кластера). Основными новыми данными на рис. 13а по сравнению с рис. 12б являются две прямые, проходящие через новые экспериментальные точки, соответствующие распаду  $^{242}_{96}\text{Cm}$  по схеме (46) и распаду  $^{228}_{90}\text{Th}$  по схеме



а также расчетная прямая, проходящая через точку, соответствующую распаду ядра  $^{242}_{96}\text{Cm}$  по схеме



Из рисунка видно, что расположение прямой для схемы распада (47) примерно соответствует прежней закономерности типа обобщенного закона Гейгера–Неттола. Что касается второй экспериментальной прямой, соответствующей схеме (46), то она этому закону не

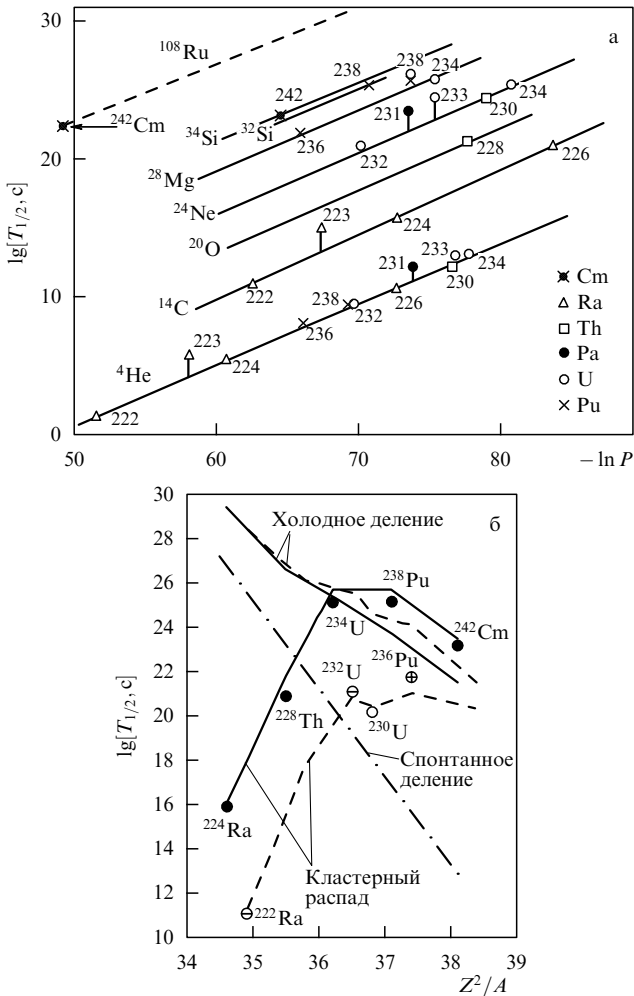


Рис. 13. Новые данные о кластерном распаде: (а) сравнение распада  $^{242}_{96}\text{Cm} \rightarrow ^{34}_{14}\text{Si}$  (эксперимент) с  $^{242}_{96}\text{Cm} \rightarrow ^{108}_{44}\text{Ru}$  (расчет), (б) зависимость  $\lg T_{1/2}$  от  $Z^2/A$  для четно-четных кластерных излучателей в сравнении с  $\lg T_{1/2}$  для холодного и обычного спонтанного деления.

удовлетворяет, так как непропорционально мало сдвинута вверх относительно прямой, соответствующей распаду  $^{238}_{94}\text{Pu} \rightarrow ^{32}_{14}\text{Si}$ .

С увеличением массового числа кластера это расхождение, как показывают расчеты, резко возрастает, что видно из расположения расчетной прямой, соответствующей распаду того же ядра  $^{242}_{96}\text{Cm}$  по схеме (48). Значение  $\lg T_{1/2}$  для этой схемы распада практически совпадает с экспериментальным значением  $\lg T_{1/2}$  для схемы  $^{242}_{96}\text{Cm} \rightarrow ^{34}_{14}\text{Si}$ , а сама прямая, соответствующая схеме распада (48), идет всего на 5–6 порядков выше прямой, соответствующей распаду по схеме (46) (вместо ожидавшихся  $\sim 40$  порядков в случае справедливости обобщенного закона Гейгера–Неттола). Таким образом, из рассмотрения рис. 13а, по-видимому, можно заключить, что, начиная с массового числа кластера  $A \approx 35$ , вместо неадиабатического механизма "α-частичного" типа более существенную роль начинает играть адиабатический механизм типа холодного деления.

Дополнительные аргументы в пользу делительного механизма вытекают из рассмотрения рис. 13б из [84], дополненного эмпирической зависимостью хода обычного спонтанного деления от  $Z^2/A$  [72]. На рисунке 13б представлена зависимость  $\lg T_{1/2}$  от параметра делимос-

ти  $Z^2/A$  для всех четно-четных ядер, для которых наблюдались кластерные распады, в сравнении с поведением холодного деления. Из рисунка видно, что холодное деление обнаруживает ту же зависимость от  $Z^2/A$ , что и обычное спонтанное деление (но с вероятностью на несколько порядков ниже). Что касается вероятности кластерного распада, то для ядер, испускающих легкие кластеры, ее ход совершенно не похож на делительную зависимость, но выходит на нее для ядер  $^{238}_{94}\text{Pu}$  и  $^{242}_{96}\text{Cm}$ .

Таким образом, из приведенной совокупности экспериментальных и расчетных данных можно сделать вывод, что в области массовых чисел  $A \approx 35$  механизм кластерного распада, по-видимому, меняется от неадиабатического "α-частичного" на адиабатический типа холодного деления.

### 8. Двойной β-распад

В настоящем разделе мы расскажем о такой радиоактивности, которая, возможно, является самой экзотической из всего, о чем говорилось раньше. Речь идет о двойном β-распаде (2β). Действительно, когда 65 лет тому назад его предсказали, экзотической казалась сама идея о существовании подобного процесса; затем на протяжении многих десятилетий ставились невероятно трудные эксперименты, требующие самых экзотических условий (например, их проведения очень глубоко под землей); наконец, в наши дни, когда 2β-распад (частично) обнаружен, это удалось сделать только с помощью установок, которые благодаря своим гигантским размерам и уникальным свойствам тоже вполне экзотичны.

Двойным β-распадом называется процесс одновременного испускания ядром двух электронов (позитронов). Теория рассматривает два вида 2β-распада — двухнейтринный 2β-распад (2β2ν) и безнейтринный 2β-распад (2β0ν). 2β2ν-распад был предсказан М. Гепперт–Майер в 1935 г. [87], 2β0ν-распад — Э. Майораной в 1937 г. [88].

2β2ν-распад разрешен (V–A)-вариантом теории слабого взаимодействия и Стандартной теорией электро-слабого взаимодействия как чрезвычайно слабый эффект второго порядка, идущий по схеме

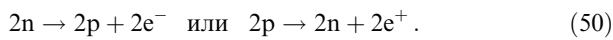
$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad \text{или} \quad 2p \rightarrow 2n + 2e^+ + 2\nu_e, \quad (49)$$

где  $\nu_e$  — электронное нейтрино, а  $\bar{\nu}_e$  — электронное антинейтрино<sup>6</sup>. В этих схемах  $\bar{\nu}_e \neq \nu_e$ . Они отличаются лептонным числом (+1 у  $\nu_e$  и –1 у  $\bar{\nu}_e$ ), спиральностью (левая у  $\nu_e$  и правая у  $\bar{\nu}_e$ ) и характером взаимодействия, при котором должен выполняться закон сохранения лептонного числа. В процессах (49) выполнение этого закона обеспечивается тем, что лептонное число электрона равно +1, позитрона –1, а обоих нуклонов — нулю. Аналогичное правило выполняется и в других процессах, происходящих с участием нейтрино и антинейтрино, например в процессе взаимодействия  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ , в котором в 1953 г. впервые было экспериментально подтверждено существование электронного антинейтрино.

<sup>6</sup> Кроме  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  в природе существуют еще мюонные нейтрино ( $\nu_\mu$ ) и антинейтрино ( $\bar{\nu}_\mu$ ), а также таонные нейтрино ( $\nu_\tau$ ) и антинейтрино ( $\bar{\nu}_\tau$ ).

В настоящее время  $2\beta 2\nu$ -распад убедительно обнаружен экспериментально у нескольких ядер (см. раздел 8.1). Схематически он изображен на рис. 14а, где символом  $W^-$  обозначен открытый в 1982 г. квант слабого взаимодействия  $W$ -бозон (в  $2\beta$ -распаде с образованием  $2e^+$  участвует  $W^+$ -бозон).

$2\beta 0\nu$ -распад находится за пределами Стандартной модели электрослабого взаимодействия. Согласно Майоране он возможен, если  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  являются истинно нейтральными частицами ( $\bar{\nu}_e = \nu_e$ ), что требует нарушения закона сохранения лептонного числа. При этом существуют левые  $\nu_e^L \equiv \bar{\nu}_e^L$  и правые  $\nu_e^R \equiv \bar{\nu}_e^R$ . Схема  $2\beta 0\nu$ -распада изображена на рис. 14б. Она не содержит реальных нейтрино. Антинейтрино, испущенное первым нейтроном, поглощается в качестве нейтрино вторым, так что в конечном состоянии образуются не три, а только две пары частиц:



Эта особенность выделяет  $2\beta 0\nu$ -распад как *двух-частичный* процесс, в котором суммарная энергия

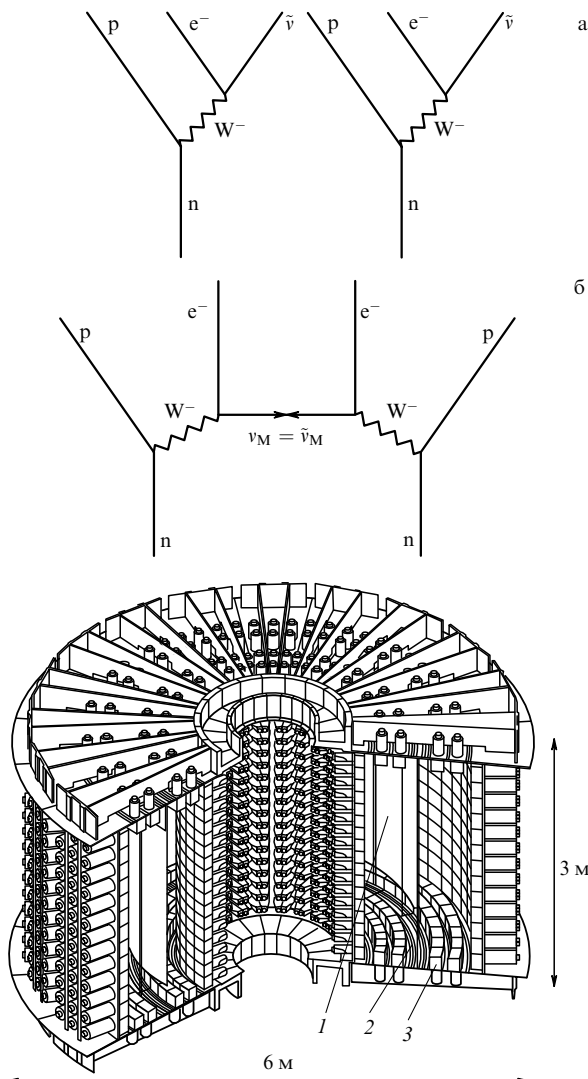


Рис. 14. Диаграммы Фейнмана для двухнейтринного (а) и безнейтринного (б)  $2\beta$ -распада и современная экспериментальная установка NEMO-3 для его изучения (в): 1 — фольга-источник  $2\beta$ -распада, 2 — трековые детекторы, 3 — сцинтилляторы.

обоих электронов (позитронов) должна быть одной и той же во всех актах распада ядер данного вида. Именно по этому признаку и можно обнаружить  $2\beta 0\nu$ -распад. Однако до сих пор он экспериментально не открыт. Для него только получены нижние границы периодов полураспада, из которых могут быть сделаны оценки верхних границ майорановской массы нейтрино (см. раздел 8.2).

### 8.1. Два способа поисков $2\beta$ -распада.

#### Первые эксперименты

Поиски  $2\beta$ -распада начинаются с подбора подходящих ядер, для которых в принципе возможен  $2\beta$ -распад. Обычно их выбирают из числа наиболее стабильных четно-четных (а иногда и магических) ядер ( $A, Z$ ), для которых запрещен (энергетически или правилами отбора)  $\beta$ -переход в соседние по заряду ядра ( $A, Z \pm 1$ ), но энергетически разрешен  $2\beta$ -переход с изменением заряда на две единицы в ядра ( $A, Z \pm 2$ ). Примером первого типа является тройка ядер  $^{116}_{48}\text{Cd}$ ,  $^{116}_{49}\text{In}$  и  $^{116}_{50}\text{Sn}$ , в которой  $\beta$ -переход  $^{116}_{48}\text{Cd} \xrightarrow{\beta^-} ^{116}_{49}\text{In}$  запрещен энергетически, так как  $M_{\text{Cd}} < M_{\text{In}}$ , но в связи с тем, что  $M_{\text{Cd}} > M_{\text{Sn}}$ , энергетически разрешен  $2\beta$ -переход  $^{116}_{48}\text{Cd} \xrightarrow{2\beta^-} ^{116}_{50}\text{Sn}$ . Примером второго типа является тройка ядер  $^{48}_{20}\text{Ca}$ ,  $^{48}_{21}\text{Sc}$  и  $^{48}_{22}\text{Ti}$ , первая пара которых очень сильно отличается по моментам.

В принципе, возможны два способа поисков двойного  $\beta$ -распада: по обнаружению дочернего вещества и по регистрации пары электронов. Первым способом проводилось геохимическое изучение руд, содержащих  $^{130}_{52}\text{Te}$  и  $^{82}_{34}\text{Se}$ , которые могут испытывать  $2\beta$ -распад по схемам



Зная возраст руды и измерив количество выделившегося химически инертного газа, можно оценить значение периода полураспада. Для  $^{130}_{52}\text{Te}$  этим способом первый результат был получен уже в 1949 г. [89]:

$$T_{1/2}(^{130}_{52}\text{Te}) = 1,4 \times 10^{21} \text{ лет} . \quad (53)$$

Позднее в работе [90] это значение было уточнено:

$$T_{1/2}(^{130}_{52}\text{Te}) = (2,7 \pm 0,1) \times 10^{21} \text{ лет} , \quad (54)$$

а для  $^{128}_{52}\text{Te}$  в работе [91] было найдено огромное значение периода полураспада:

$$T_{1/2}(^{128}_{52}\text{Te}) = (7,7 \pm 0,4) \times 10^{24} \text{ лет} . \quad (55)$$

Для  $2\beta$ -распада ядра  $^{82}_{34}\text{Se}$  в 1969 г. в работе [92] было получено значение:

$$T_{1/2}(^{82}_{34}\text{Se}) = (1,37 \pm 0,28) \times 10^{20} \text{ лет} . \quad (56)$$

Естественно, что описанный способ не позволяет отличать  $2\beta 2\nu$ -распад от  $2\beta 0\nu$ -распада.

Вторым способом регистрируются электроны двойного  $\beta$ -распада, которые должны удовлетворять ряду условий: вылетать из одной и той же точки ("одного и того же ядра"), иметь определенные энергии и направления. Этим способом, в принципе, можно различить  $2\beta 2\nu$ -распад и  $2\beta 0\nu$ -распад, если удастся выделить энер-

гетический максимум, соответствующий энергии  $2\beta$ -перехода. Опыты, ставящиеся вторым способом, чрезвычайно сложны из-за очень малой вероятности процесса (масштаба одного полезного события в неделю) и трудностей борьбы с фоном, для уменьшения космической составляющей которого работы проводятся глубоко под землей. Кроме того, приходится принимать специальные меры для уменьшения собственного радиоактивного фона лаборатории и самого детектора. Ниже мы опишем три типа современных установок, на которых были получены наиболее впечатляющие результаты по оценке  $T_{1/2}(2\beta 2\nu)$  и  $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$ . В двух из них рабочее вещество совмещает обе функции — излучателя  $2\beta$ -активности и ее детектора. Третья позволяет использовать различные источники  $2\beta$ -активности.

### 8.2. Современные детекторы $2\beta$ -распада

Первая установка, о которой мы собираемся рассказать, называется ТРС (Time Projection Chamber). В качестве рабочего вещества (излучателя и детектора) в ней используется 180 л обогащенного до 62,5%  $^{136}\text{Xe}$  под давлением 5 атм [93]. Установка снабжена специальным устройством, которое позволяет выделять пары электронных треков, выходящих из одной и той же точки, записывать две проекции их координат и измерять третью проекцию по времени дрейфа электронов ионизации в камере. Для снижения фона установка была размещена в Готхардовском туннеле (Швейцария) на глубине, соответствующей 3000 м водного эквивалента. Кроме того, в ней используется свинцовая (30 см), медная (5 см) и нейтронная защита. Разрешающая способность установки при  $E = 2,5$  МэВ составляет  $\Delta E/E = 0,066$ . В качестве результатов своих экспериментов авторы дают две оценки периода полураспада:

$$T_{1/2}(2\beta 2\nu) \geq 5,6 \times 10^{20} \text{ лет}, \quad (57)$$

$$T_{1/2}(2\beta 0\nu) \geq 4,2 \times 10^{23} \text{ лет}. \quad (58)$$

Вторая современная установка для изучения  $2\beta$ -распада, в которой также совмещаются обе функции рабочего вещества — излучателя и детектора, основана на использовании обогащенного до 86%  $^{76}\text{Ge}$ . Пять таких детекторов с общей массой 11,5 кг  $^{76}\text{Ge}$ , построенных коллаборацией Гейдельберг – Москва [94, 95], работают в подземной лаборатории Gran Sasso в Италии (3500 м водного эквивалента).

Германиевый детектор имеет наилучшую разрешающую способность ( $\Delta E \approx 1$  кэВ для кристаллов небольшого размера). В работе получены следующие оценки значений для  $2\beta 2\nu$ - и  $2\beta 0\nu$ -распадов  $^{76}\text{Ge}$ :

$$T_{1/2}(2\beta 2\nu) = (1,7_{-0,11}^{+0,13}) \times 10^{21} \text{ лет}, \quad (59)$$

$$T_{1/2}(2\beta 0\nu) > 6,4(10,0) \times 10^{24} \text{ лет}. \quad (60)$$

На 1995 г. это была наиболее точная оценка значения  $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$ . Сегодня она существенно уточнена (см. раздел 8.3).

В отличие от описанных выше двух установок принципиальной особенностью третьей — детектора NEMO (Neutrino Experiment with Molybdenum) является независимость источника и детектора, позволяющая изучать свойства различных  $2\beta$ -активных ядер. Всего коллабора-

ция NEMO создала три варианта детектора: NEMO-1, NEMO-2 и NEMO-3 [96]. NEMO-1 и NEMO-2 были размещены в подземной (4000 м водного эквивалента) лаборатории Frejus (Франция) и предназначались для тщательного изучения фона (NEMO-1) и получения предварительных данных о периодах полураспада  $^{100}_{42}\text{Mo}$  и  $^{116}_{48}\text{Cd}$  (NEMO-2). Источниками  $2\beta$ -распада в детекторе NEMO-2 служили пластины — фольги размерами  $1 \text{ м} \times 1 \text{ м} \times 40 \text{ мкм}$ , поверхности которых были покрыты тонким (40 мкм) слоем обогащенного до 98,4%  $^{100}_{42}\text{Mo}$  (172 г) или обогащенного до 93,2%  $^{116}_{48}\text{Cd}$  (152 г). Детектирование проводилось 20 слоями гейгеровских счетчиков по 32 счетчика в каждом слое, которые были ориентированы вертикально и горизонтально. Энергия и пролетное время измерялись двумя внешними рядами из  $8 \times 8$  пластиковых счетчиков.

В результате измерений для периодов полураспада  $^{100}_{42}\text{Mo}$  и  $^{116}_{48}\text{Cd}$  были получены следующие значения:

$$T_{1/2}^{\text{Mo}}(2\beta 2\nu) = (0,95 \pm 0,04_{\text{стат}} \pm 0,09_{\text{сис}}) \times 10^{19} \text{ лет}, \quad (61)$$

$$T_{1/2}^{\text{Mo}}(2\beta 0\nu) \geq 6,4 \times 10^{21} \text{ лет}, \quad (62)$$

$$T_{1/2}^{\text{Cd}}(2\beta 2\nu) = (3,4 \pm 0,4_{\text{стат}} \pm 0,3_{\text{сис}}) \times 10^{19} \text{ лет}. \quad (63)$$

В настоящее время заканчивается сооружение третьего варианта детектора NEMO-3 — такого монстра чудовищных размеров: диаметр равен 6 м, высота 3 м (рис. 14в), причем весь этот огромный объем буквально забит электроникой. Источником  $2\beta$ -активности в NEMO-3 будет служить центральная цилиндрическая тонкая (50 мкм) фольга площадью 20 м<sup>2</sup>, покрытая 10 кг  $2\beta$ -активного изотопа  $^{100}_{42}\text{Mo}$ . Пространство по обе стороны фольги заполнено 6180 гейгеровскими счетчиками и 1920 пластиковыми сцинтилляционными счетчиками. Предполагаемая разрешающая способность NEMO-3 при  $E = 1$  МэВ составляет  $\Delta E/E = 13 - 14,5\%$ . Для "отбраковки" ложных  $2\beta$ -событий, которыми, в частности, могли бы послужить ( $e^+ - e^-$ )-пары, рожденные высокоэнергетическими  $\gamma$ -квантами от захвата нейтронов, в установке предусмотрено магнитное поле 30 Гс. Для снижения фона будет использоваться защита из железа (20 см) и нейтронная защита. Кроме  $^{100}_{42}\text{Mo}$  в качестве источника  $2\beta$ -активности предполагается использовать также  $^{82}_{34}\text{Se}$ ,  $^{96}_{40}\text{Zr}$ ,  $^{116}_{48}\text{Cd}$  и др.

### 8.3. Обсуждение результатов

В настоящее время периоды полураспада, превышающие  $10^{21}$  лет, уже получены для достаточно большого числа излучателей  $2\beta$ -распада ( $^{48}_{20}\text{Ca}$ ,  $^{76}_{32}\text{Ge}$ ,  $^{82}_{34}\text{Se}$ ,  $^{100}_{42}\text{Mo}$ ,  $^{116}_{48}\text{Cd}$ ,  $^{130}_{52}\text{Te}$ ,  $^{136}_{54}\text{Xe}$ ,  $^{150}_{60}\text{Nd}$ ), причем некоторые из них исследованы в нескольких работах. Эти результаты очень важны для развития теории. Экспериментальные значения  $T_{1/2}(2\beta 2\nu)$  позволяют проверить предсказания Стандартной теории электрослабого взаимодействия, которая дает возможность вычислять матричные элементы, характеризующие вероятность этого процесса. Экспериментальных значений  $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$  пока не получено ни в одной из выполненных до сих пор работ. Однако найденные значения нижних границ этой величины позволяют оценить верхнюю границу майорановской массы нейтрино, а также составить представление о степени нарушения в процессе  $2\beta 0\nu$ -распада закона сохранения лептонного числа и возможности существо-

вания правых заряженных токов. В 1995 г. наиболее точная оценка верхней границы майорановской массы нейтрино была получена из (62) коллаборацией Гейдельберг – Москва в составе РНЦ "Курчатовский институт" — лаборатория В.И. Лебедева и Институт ядерной физики М. Планка (Германия) — лаборатория Клапдор – Клейн-гротхауса:

$$m_{\nu_e}^M < 0,6 \text{ эВ}. \quad (64)$$

С тех пор эта коллаборация неизменно выдавала наиболее точные результаты для  $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$  и  $m_{\nu_e}^M$ . Современные оценки (1999 г.) таковы [97]:

$$T_{1/2}(2\beta 0\nu) \geq 5,7 \times 10^{25} \text{ лет} \quad (90\%),$$

$$m_{\nu_e}^M \leq 0,2 \text{ эВ}. \quad (66)$$

Этот замечательный результат удалось получить в значительной мере благодаря усовершенствованию аппаратуры для разделения импульсов от электронов и  $\gamma$ -квантов по их форме. В дальнейшем коллаборация собирается построить детектор на базе 1000 кг обогащенного германия  $^{76}\text{Ge}$ , что позволит еще больше повысить его чувствительность.

Кроме  $T_{1/2}(2\beta 2\nu)$  и  $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$ , в некоторых работах приведены периоды полураспада для различных схем  $2\beta$ -распада с участием гипотетических частиц — майоронов  $M^0$ :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + M^0, \quad (67)$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2M^0. \quad (68)$$

Подробнее о  $2\beta$ -распаде можно прочесть, например, в [98].

## 9. Ядерно-физические процессы, запрещенные законом сохранения четности

### 9.1. Слабое межнуклонное взаимодействие

Атомное ядро состоит из нуклонов, которые участвуют во всех трех видах ядерных взаимодействий: сильном, электромагнитном и слабом. В первых двух выполняется закон сохранения пространственной четности  $P$ , т.е. они описываются зеркально симметричными волновыми функциями

$$|\Psi(-x, -y, -z)|^2 = |\Psi(x, y, z)|^2, \quad (69)$$

из чего следует, что эти функции должны быть либо четными, либо нечетными:

$$\Psi(-x, -y, -z) = \pm \Psi(x, y, z). \quad (70)$$

В слабом взаимодействии четность не сохраняется и соответствующая волновая функция этим свойством не обладает. Поскольку атомное ядро состоит из нуклонов, то оно, так же как и составляющие его нуклоны, участвует во всех ядерных взаимодействиях, т.е. в самом общем виде его волновая функция должна отражать свойства этих взаимодействий. Это означает, что для описания сильных и электромагнитных процессов

она должна содержать главную четную или нечетную составляющую, а в целом (с учетом слабого взаимодействия) не иметь определенной четности.

Легко видеть, что эти требования выполняются, если записать волновую функцию ядра в форме

$$\Psi_{\text{я}} = \Psi_{\text{рег}} + F\Psi_{\text{нерег}}, \quad (71)$$

где  $\Psi_{\text{рег}}$  и  $\Psi_{\text{нерег}}$  — зеркально симметричные волновые функции с различной четностью, а  $F \approx 10^{-7}$  — коэффициент, характеризующий относительную силу слабого взаимодействия по сравнению с сильным. Действительно, из структуры формулы (71) видно, что, хотя первое главное слагаемое волновой функции  $\Psi_{\text{рег}}$  по предположению удовлетворяет закону сохранения четности, вся волновая функция в целом ему не удовлетворяет:

$$\begin{aligned} \Psi_{\text{я}}(-x, -y, -z) &= \pm \Psi_{\text{рег}}(x, y, z) \mp F\Psi_{\text{нерег}}(x, y, z) \neq \\ &\neq \pm \Psi_{\text{я}}(x, y, z). \end{aligned} \quad (72)$$

Естественно, что при описании сильных и электромагнитных процессов в главном приближении (при как бы "выключенном" слабом взаимодействии) вторым слагаемым в формуле (71) можно пренебречь и соответствующие решения будут удовлетворять закону сохранения четности. В эксперименте этому будет соответствовать зеркальная симметрия наблюдаемых процессов (в разложении функции углового распределения в ряд по  $\cos \Theta$ , где  $\Theta$  — угол между импульсом частицы и некоторым выделенным направлением в пространстве, не будет содержаться нечетных степеней). Однако из той же формулы, взятой в общем виде, вытекает возможность существования тонких эффектов, обусловленных участием слабого взаимодействия в сильных и электромагнитных процессах. Экспериментальное доказательство существования такого явления в электромагнитном процессе было получено в 1964–1966 гг., а в сильном — в 1970 и 1978 гг.

### 9.2. Эффекты нарушения четности в $\gamma$ -переходах

Напомним, что основными характеристиками  $\gamma$ -квантов являются их энергия  $E$ , мультипольность  $l$  и природа (электрическая или магнитная). Вероятность испускания  $\gamma$ -квантов очень сильно зависит от энергии (растет с энергией), мультипольности (падает с ростом  $l$ ) и природы (при равной энергии и мультипольности электрические  $\gamma$ -кванты испускаются примерно в 100 раз интенсивнее магнитных).

Электрические и магнитные  $\gamma$ -кванты удовлетворяют разным правилам отбора по четности  $P$ :

$$\frac{P_{\text{н}}}{P_{\text{к}}} = (-1)^{l_E}, \quad \frac{P_{\text{н}}}{P_{\text{к}}} = (-1)^{l_M+1}, \quad (73)$$

где  $P_{\text{н}}$  и  $P_{\text{к}}$  — четности начального и конечного ядра, а  $l_E$  и  $l_M$  — мультипольности электрического и магнитного  $\gamma$ -кванта. Из (73) следует, например, что  $E1$ -переход возможен только между состояниями ядра с разной четностью, а  $M1$  — с одинаковой. В соответствии со структурой формулы (71) это означает, что  $\gamma$ -переход с данной мультипольностью, запрещенный законом сохранения четности для основной части волновой функции  $\Psi_{\text{рег}}$ , должен быть разрешен для второго слагаемого  $F\Psi_{\text{нерег}}$ . Таким образом, если  $\Psi_{\text{рег}}$  разре-

шает электрические  $\gamma$ -переходы, то  $\Psi_{\text{неперг}}$  — магнитные, и наоборот. Из этого следует, что в случае, когда могут испускаться оба типа  $\gamma$ -квантов данной мультипольности (например, E1 и M1), между ними возникает интерференция, эффект от которой будет пропорционален  $F$ . Экспериментальное проявление этого эффекта будет выражаться в асимметрии испускания  $\gamma$ -квантов относительно направления поляризации ядер.

Поскольку  $F \approx 10^{-7}$  (и увеличить его, конечно, нельзя), то этот эффект весьма мал и опыты, в которых он может быть обнаружен, чрезвычайно трудны. Но их можно облегчить специальным подбором  $\gamma$ -перехода с усилением интерференционного эффекта за счет уменьшения вклада в интерференцию от основной части волновой функции  $\Psi_{\text{перг}}$ . Различают три вида усиления: кинематическое, структурное и динамическое, общее действие которых может в некоторых случаях привести к коэффициенту усиления  $R \approx 10^3$ . В этом случае масштаб эффекта будет уже не  $F \approx 10^{-7}$ , а  $a = RF \approx 10^{-4}$ , что трудно, но можно заметить экспериментально.

Впервые асимметрия испускания  $\gamma$ -квантов по отношению к спину поляризованного ядра была обнаружена в 1964 г. в ИТЭФ (Москва) в работе Ю.Г. Абова, П.А. Крупчицкого и Ю.А. Оратовского [99]. Для исследования было выбрано ядро  $^{113}_{48}\text{Cd}$ , имеющее большое теоретическое значение коэффициента усиления  $R \sim 10^3$  и большое сечение захвата теплового нейтрона. На рисунке 15а изображена схема уровней ядра  $^{114}\text{Cd}^*$ , образующегося после захвата ядром  $^{113}\text{Cd}$  тепловых поляризованных нейтронов, из которой видно, что основным  $\gamma$ -переходом для этого ядра является M1, а более интенсивный в принципе E1-переход запрещен законом сохранения четности. Эксперимент проводился на установке с двумя сцинтилляционными спектрометрами с кристаллами NaI(Tl) и фотоумножителями (рис. 15б), которые позволяли измерять асимметрию испускания  $\gamma$ -квантов. В результате измерений для коэффициента асимметрии было получено значение

$$a = -(4,1 \pm 0,8) \times 10^{-4}, \quad (74)$$

где знак минус соответствует преимущественному испусканию  $\gamma$ -квантов против направления спина нейтрона. Из полученного в (74) значения  $a$  следует экспериментальная оценка коэффициента  $F = 2 \times 10^{-7}$ .

Аналогичный результат был получен в 1966 г. в ЛФТИ (Ленинград) В.М. Лобашевым с сотрудниками, которые обнаружили циркулярную поляризацию  $\gamma$ -излучения ядра  $^{181}_{73}\text{Ta}$  [100]. Полученные результаты доказывают, что межнуклонный потенциал  $V$  содержит слагаемое  $V_{\text{четн. несохр.}}$ , не сохраняющее пространственную четность.

### 9.3. $\alpha$ -распад, запрещенный по четности

В отличие от  $\gamma$ -излучения, за разные типы которого (электрическое и магнитное) могли отвечать обе составляющие волновой функции ( $\Psi_{\text{перг}}$  и  $\Psi_{\text{неперг}}$ ), вследствие чего возникает интерференционный эффект, пропорциональный  $F$ , в случае  $\alpha$ -распада это невозможно, так как существует только один тип  $\alpha$ -частиц с внутренней четностью  $P = +1$ .  $\alpha$ -распад может быть разрешен по четности либо для  $\Psi_{\text{перг}}$ , либо для  $\Psi_{\text{неперг}}$ . Если за разрешенный  $\alpha$ -распад отвечает  $\Psi_{\text{перг}}$ , то вероятность  $\alpha$ -распада, запрещенного по четности, будет пропорцио-

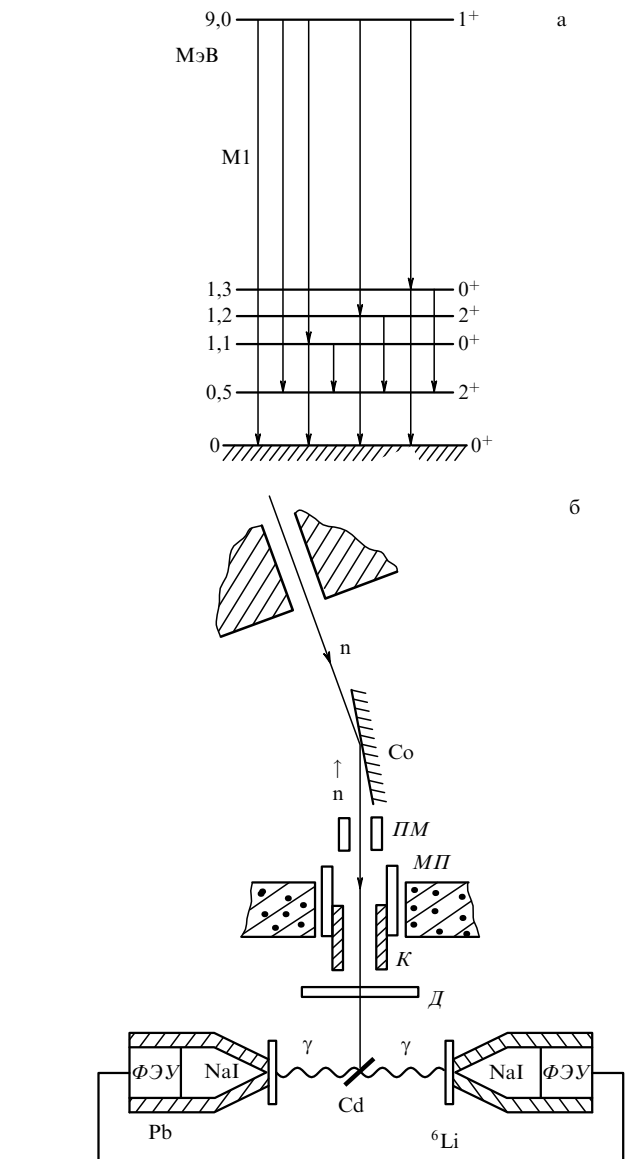
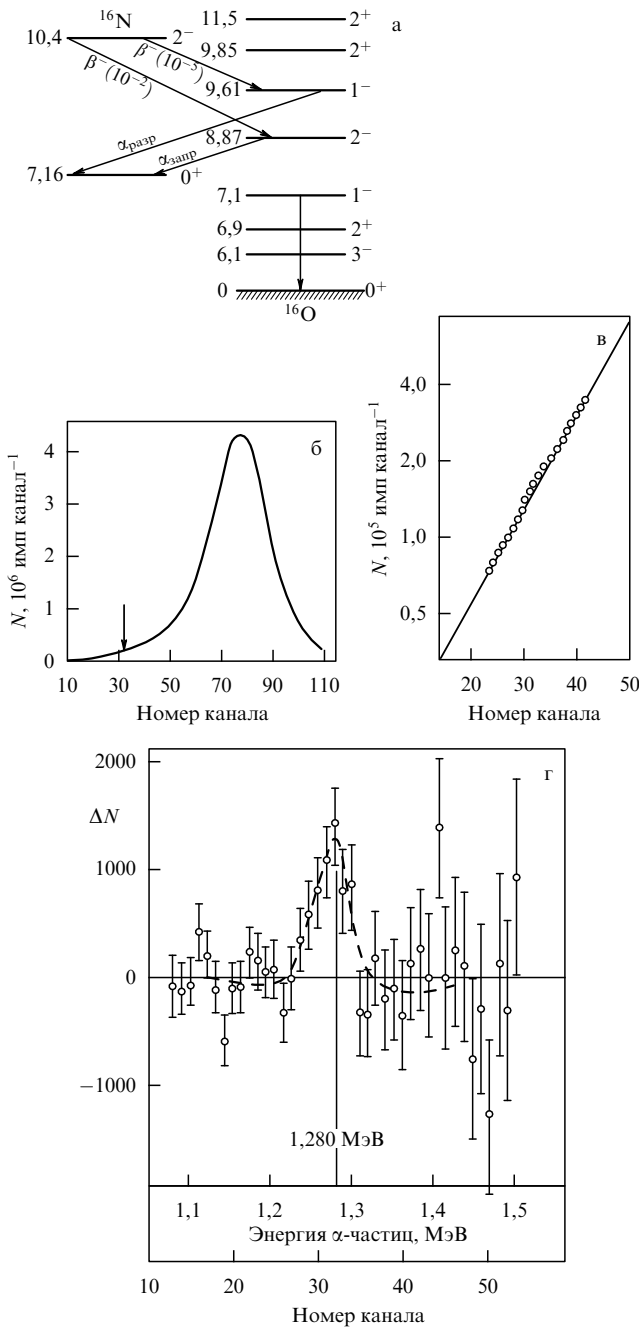


Рис. 15. Схемы уровней ядра  $^{114}_{48}\text{Cd}^*$  (а) и установки для изучения запрещенного  $\gamma$ -перехода (б):  $n$  — пучок тепловых нейтронов,  $\text{Co}$  — кобальтовое зеркало,  $\text{PM}$  — поворотный магнит,  $\text{MP}$  — магнитопрод,  $\text{D}$  — деполаризатор,  $\text{Cd}$  — кадмиевая мишень,  $\text{NaI}$  — сцинтилляционный спектрометр,  $\Phi\text{ЭУ}$  — фотоумножители,  $\text{Pb}$  — свинец,  $\text{K}$  — коллиматор.

нальна  $F^2 |\Psi_{\text{неперг}}|^2 \approx 10^{-14}$ , что представляется совершенно безнадежным для экспериментальной проверки. Однако и здесь на помощь приходит своеобразный фактор усиления, который, так же как и в случае  $\gamma$ -излучения, сводится к подавлению эффекта от  $\alpha$ -перехода, разрешенного законом сохранения четности.

Впервые  $\alpha$ -переход, запрещенный по четности, был обнаружен в 1970 г. в работе Хеттига и др. [101] для ядра  $^{16}\text{O}$ . На рисунке 16 изображена схема уровней ядра  $^{16}\text{O}$  и связанного с ним  $\beta$ -переходами ядра  $^{16}\text{N}$ . В работе сравнивались между собой вероятности  $\alpha$ -переходов с уровней 9,61 и 8,87 МэВ. Легко видеть, что первый из них разрешен законом сохранения пространственной четности  $P$ , а второй запрещен. Действительно, закон сохранения пространственной четности в случае  $\alpha$ -распада требует, чтобы четности начального состояния  $P_n$  и конечного  $P_k$  были связаны между собой соотно-



**Рис. 16.** К вопросу о запрещенных  $\alpha$ -переходах: (а) схема уровней ядер  $^{16}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}$ , (б) общий вид спектра разрешенных  $\alpha$ -частиц (стрелкой показано место, куда должны попадать  $\alpha$ -частицы от запрещенного перехода), (в) общий вид спектра запрещенных  $\alpha$ -частиц на фоне разрешенных, (г) разностный эффект.

шением

$$P_n = P_k (-1)^{l_\alpha}, \tag{75}$$

где  $l_\alpha$  — момент, уносимый  $\alpha$ -частицей. В  $\alpha$ -переходе с уровня 9,61 МэВ, имеющего момент и четность  $1^-$ , на уровень 7,16 МэВ с моментом и четностью  $0^+$  четность начального состояния  $P_n = -1$ , конечного  $P_k = +1$ , а  $l_\alpha = 1$ , т.е. условие (75) выполняется (разрешенный  $\alpha$ -переход). В  $\alpha$ -переходе 8,87 МэВ–7,16 МэВ  $P_n$  и  $P_k$  тоже имеют разные знаки, но  $l_\alpha = 2$  и условие (75) не выполняется (запрещенный переход). Сравним вероятности этих переходов.

Оценка прозрачности кулоновского барьера для  $\alpha$ -перехода с уровня 9,61 МэВ приводит к  $\Gamma_{\alpha \text{ разр}} \approx 10^4$  эВ, т.е. к  $\tau = \hbar/\Gamma \approx 10^{-19}$  с. Для оценки  $\Gamma_{\alpha \text{ запр}}$  учитывался вклад в  $F\Psi_{\text{перех}}$  (8,87 МэВ) от близко расположенных уровней с тем же моментом, но противоположной (разрешенной) четностью. Амплитуда примеси  $F_i$  вычисляется методами теории возмущений для каждого  $i$ -го уровня  $2^+$ :

$$F_i = \frac{\langle i2^+ | V_{\text{четн. несохр}} | 8,87 2^- \rangle}{E_i - 8,87}. \tag{76}$$

Учет полученных значений  $F_i$  дает для  $\Gamma_{\alpha \text{ запр}} = 10^{-10}$  эВ  $\tau \approx 10^{-5}$  с. Таким образом, действительно

$$\frac{\Gamma_{\alpha \text{ запр}}}{\Gamma_{\alpha \text{ разр}}} = 10^{-14}, \tag{77}$$

что, конечно, невозможно заметить в эксперименте. Однако существует ряд обстоятельств, которые облегчают экспериментальную ситуацию: разная вероятность образования уровней 9,61 и 8,87 МэВ в предшествующем  $\beta$ -распаде, разница в энергиях обеих  $\alpha$ -частиц, конкуренция  $\gamma$ -переходов с уровня 8,87 МэВ и др. Все это в общей сложности приводит к увеличению искомого эффекта от значения  $10^{-14}$  до  $5 \times 10^{-5}$  (см. ниже). А это уже можно заметить, хотя, как мы сейчас увидим, весьма трудно.

Опыт проводился с газообразным  $^{15}\text{N}$  под давлением 1 атм, который облучался дейтронами с энергией 3 МэВ:



Образовавшийся  $^{16}\text{N}$  выходил из мишени через тонкие капилляры в маленькую ( $\sim 2 \text{ см}^3$ ) камеру-детектор низкого (7 мм рт. ст.) давления, который и регистрировал  $\alpha$ -частицы от  $^{16}\text{O}$ , возникшего при  $\beta$ -распаде  $^{16}\text{N}$ . Импульсы с детектора усиливались и подавались на вход  $4 \times 128$ -канального анализатора. Энергия  $\alpha$ -частиц определялась с погрешностью  $\pm 10$  кэВ.

На рисунке 16б показан общий вид спектра  $\alpha$ -частиц, зарегистрированных детектором. Широкий максимум соответствует разрешенному  $\alpha$ -переходу, стрелкой показано место (канал N32), куда должны попадать  $\alpha$ -частицы от запрещенного перехода. Оценки, сделанные с учетом сдвига этого места относительно максимума, показывают, что их должно быть меньше 1% от общего количества  $\alpha$ -частиц, зарегистрированных в этой области.

Чтобы заметить столь малый эффект, была применена специальная методика обработки, которая, учитывая ее оригинальность, заслуживает подробного описания. Из всего спектра был выделен начальный участок с номерами каналов 13–53, для которого была построена экспоненциальная аппроксимирующая кривая по всем каналам, за исключением номеров 30–34 (куда должны были попасть запрещенные  $\alpha$ -частицы). Затем на эту кривую были нанесены все экспериментальные точки, включая относящиеся к каналам 30–34. Естественно, что отличие от экспоненты можно было заметить только в этой узкой области, да и то как едва заметную выпуклость над аппроксимирующей кривой (рис. 16в). Чтобы сделать этот эффект более заметным в области каналов 13–53 ( $E_\alpha = 1,1–1,5$  МэВ), была построена разность  $\Delta N$  между экспериментальными



значениями и аппроксимирующей кривой (рис. 16г). Из приведенного рисунка видно, что эффект от запрещенного  $\alpha$ -перехода выделяется вполне четко в виде максимума, захватывающего область даже не в 5, а в 7 каналов. Тем самым существование  $\alpha$ -переходов, запрещенных по четности, было экспериментально подтверждено.

Всего в эксперименте было зарегистрировано  $N_\alpha(8,87) = 7 \times 10^3$   $\alpha$ -частиц, запрещенных по четности, на фоне  $N_\alpha(9,61) = 1,3 \times 10^8$  разрешенных, т.е. удалось обнаружить эффект масштаба  $5 \times 10^{-5}$ , что является большим достижением.

Отношение  $N_\alpha(8,87)/N_\alpha(9,61)$  должно удовлетворять простой формуле, учитывающей вероятности  $Y_\beta$  образования соответствующих уровней при  $\beta$ -распаде  $^{16}\text{N}$  (выходы соответствующих  $\beta$ -частиц) и полные ( $\alpha$ -частичные и радиационные) ширины этих уровней:

$$\frac{N_\alpha(8,87)}{N_\alpha(9,61)} = \frac{Y_\beta(8,87)}{Y_\beta(9,61)} \frac{\Gamma_\alpha(8,87)}{\Gamma_\alpha(8,87) + \sum \Gamma_\gamma(8,87)} \times \frac{\Gamma_\alpha(9,61) + \sum \Gamma_\gamma(9,61)}{\Gamma_\alpha(9,61)}. \quad (79)$$

Если учесть, что  $\sum \Gamma_\gamma(8,87) \approx 10^{-3}$  эВ, т.е. много больше  $\Gamma_\alpha(8,87) \approx 10^{-10}$  эВ, а  $\Gamma_\alpha(9,61) \approx 10^4$  эВ, т.е. много больше любого возможного значения  $\sum \Gamma_\gamma(9,61)$ , то формула (79) упрощается и для  $\Gamma_{\alpha \text{ запр}}$  из нее получается выражение

$$\Gamma_{\alpha \text{ запр}}(8,87) = \frac{N_\alpha(8,87)}{N_\alpha(9,61)} \frac{Y_\beta(9,61)}{Y_\beta(8,87)} \sum \Gamma_\gamma(8,87). \quad (80)$$

Подставив в (80) измеренные значения  $N_\alpha(8,87)$ ,  $N_\alpha(9,61)$  и известные из других экспериментов  $Y_\beta(8,87) = (1 \pm 0,2) \times 10^{-2}$ ,  $Y_\beta(9,61) = (1,19 \pm 0,10) \times 10^{-5}$  и  $\sum \Gamma_\gamma(8,87) = (2,7 \pm 0,5) \times 10^{-3}$  эВ, получим

$$\Gamma_{\alpha \text{ запр}}^{\text{экс}} = (1,8 \pm 0,8) \times 10^{-10} \text{ эВ}, \quad (81)$$

что согласуется с теоретическим предсказанием.

#### 9.4. Деление, запрещенное по четности

Еще один экзотический результат из числа сильных процессов, запрещенных законом сохранения четности, получил в 1978 г. Г.В. Данилян в ИТЭФ (Москва), обнаруживший асимметрию вылета осколков деления из поляризованных ядер урана или плутония [102]. И снова масштаб эффекта  $\sim 10^{-4}$ , но в отличие от двух предыдущих случаев здесь наблюдается асимметрия в направлении движения крупных ядер-осколков, состоящих из многих десятков нуклонов. Экзотика этого эффекта заключается в том, что его, казалось бы, вообще не должно быть. Дело в том, что в отличие от  $\gamma$ -излучения и  $\alpha$ -распада процесс деления характеризуется колоссальным количеством ( $10^7 - 10^{10}$ ) конечных состояний, поскольку образующиеся осколки деления обладают очень широким спектром масс, кинетических энергий, спинов и т.п. И на первый взгляд кажется, что любая первоначальная асимметрия должна усредниться и исчезнуть. Между тем эффект был обнаружен, причем такого масштаба ( $10^{-4}$ ), который при числе состояний  $N \approx 10^8 - 10^{10}$  должен был бы полностью исчезнуть, так как  $\Delta N/N = \sqrt{N}/N = 10^{-5} - 10^{-4}$ .

Опыт был поставлен на поляризованном пучке тепловых нейтронов тяжеловодного реактора ИТЭФ

(рис. 17). Осколки деления регистрировались с помощью камеры деления с дискриминатором, позволявшим выделять легкие и тяжелые осколки. Мишень камеры состояла из алюминиевой подложки, покрытой с обеих сторон тонким слоем ( $100 \text{ мкг см}^{-2}$ ) оксида урана ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ) или плутония ( $^{239}\text{Pu}$ ). Осколки деления регистрировались кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами при двух ориентациях спина нейтрона (по направлению движения осколка или против него). Каждый детектор одновременно мог регистрировать легкие и тяжелые осколки, разделяя их по энергии (причем трудностей с перекрытием осколков по энергии и отсеканием фона практически не возникало). Переориентация спина и переполосовка детекторов производились по закону случая. Для контроля были выполнены измерения на деполаризованном пучке нейтронов.

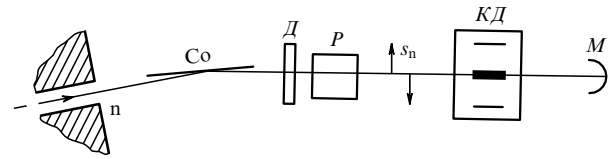


Рис. 17. Схема опыта по обнаружению деления, запрещенного по четности:  $n$  — пучок нейтронов,  $\text{Co}$  — кобальтовое зеркало,  $\text{Д}$  — деполаризатор,  $\text{P}$  — устройство для переориентирования спина нейтрона  $s_n$ ,  $\text{КД}$  — камера деления,  $\text{М}$  — монитор.

Полученный эффект для делящихся изотопов урана и плутония равен:

$$^{234}_{92}\text{U}: (2,8 \pm 0,3) \times 10^{-4}, \quad (82)$$

$$^{236}_{92}\text{U}: (1,37 \pm 0,35) \times 10^{-4}, \quad (83)$$

$$^{240}_{94}\text{Pu}: (-4,8 \pm 0,8) \times 10^{-4}, \quad (84)$$

где знак минус соответствует недостатку легких осколков в направлении спина нейтрона. Позднее существование описанного эффекта было подтверждено в других экспериментах (ссылки см. в [102]).

Экзотическая сущность этого эффекта объяснена в работе [103] спецификой формы двугорбого энергетического барьера деления (см. рис. 5а в разделе 4.5). Согласно этой модели в районе второго минимума потенциальной энергии ядру энергетически выгодно находиться в сильно деформированном асимметричном грушевидном состоянии. И поскольку при прохождении через седловую точку вся энергия возбуждения уходит на деформацию ядра, эта деформация должна быть "оптимальной", т.е. практически единственной. Таким образом, несмотря на большое число каналов в начальной (горячее компаунд-ядро) и конечной (многообразие осколков) стадиях, фактически деление идет через один (может быть, несколько) канал, который определяется промежуточной холодной стадией.

## 10. Распады простейших ядер — нуклонов и свойства простейших антиядер

В начале нашей статьи мы договорились не писать о радиоактивности элементарных частиц. Однако существует пара частиц, для которых придется сделать исключение. Это составные части любого атомного

ядра — протоны (p) и нейтроны (n), связанные внутри него ядерными силами. И в этом (ядерном) смысле (если отвлечься от различия, обусловленного электромагнитным взаимодействием) они вполне тождественны друг другу. В ядерной физике это становится очевидным из сравнения свойств так называемых зеркальных ядер, которые отличаются друг от друга заменой всех протонов на все нейтроны и наоборот ( ${}^3\text{H}^2$  и  ${}^3\text{He}^1$ ,  ${}^7\text{Li}^4$  и  ${}^7\text{Be}^3$  и т.п.), в физике элементарных частиц — из сравнения p-p-, n-n- и n-p-взаимодействий.

На несколько формальном, но удобном языке упомянутые выше зеркальные ядра говорят, что они образуют изотопические дублеты ядер с одинаковым вектором изотопического спина  $T = 1/2$ , но разными его проекциями, значение которых определяется разностью числа протонов и нейтронов в данном ядре (+1/2 для  ${}^3\text{He}^1$  и  ${}^7\text{Be}^3$  и -1/2 для  ${}^3\text{H}^2$  и  ${}^7\text{Li}^4$ ). Одинаковость изотопических спинов у зеркальных ядер и означает эквивалентность их ядерных свойств, а различие проекций — различие электромагнитных свойств.

Составные части ядер — протоны и нейтроны также образуют изотопический дублет ядерно-эквивалентных частиц — нуклонов, который тоже характеризуется изотопическим спином  $T = 1/2$ . При этом проекция изоспина протона равна  $T_\xi = +1/2$ , а нейтрона —  $T_\xi = -1/2$ . Ядерная эквивалентность протона и нейтрона на языке изотопического спина называется изотопической инвариантностью (т.е. независимостью ядерного взаимодействия от значения проекции изоспина).

Как мы уже говорили, нуклоны выделены из огромного числа элементарных частиц благодаря тому, что они являются простейшими элементами, из которых "склеивается" ядерными силами любое атомное ядро. Другими словами, протон и нейтрон сами являются простейшими зеркальными атомными ядрами, свойства которых мы и рассмотрим в рамках ядерно-физической тематики статьи.

### 10.1. $\beta$ -распад нейтрона

Из-за различия электромагнитных свойств нейтрона и протона первый несколько тяжелее второго:

$$m_n - m_p \approx 2,5m_e, \quad (85)$$

где  $m_e = 0,51$  МэВ — масса электрона. Поэтому энергетически разрешен  $\beta$ -распад нейтрона по схеме

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (86)$$

В теории слабых взаимодействий  $\beta$ -переход между n и p относится к числу сверхразрешенных, т.е. происходящих с наибольшей вероятностью при данной энергии  $\beta$ -перехода. Поскольку разность масс нейтрона и протона невелика, то ожидаемое время жизни нейтрона не слишком мало. Теория слабых взаимодействий предсказала для него значение порядка 30 мин. Измерение такого времени жизни для какой-либо неподвижной радиоактивной мишени не представляет никаких трудностей. Однако экзотика изучения  $\beta$ -распада нейтрона в том и заключается, что нейтрон, пока он свободен, всегда движется и измерения надо делать на лету, а скорость  $v$  даже сравнительно медленных тепловых нейтронов, которые в большом количестве получают в ядерных реакторах, равна примерно  $2,2$  км  $\text{с}^{-1}$ . Если размеры прибора для изучения распада нейтрона порядка

$l = 10$  см, то нейтрон будет находиться в нем  $l/v = 5 \times 10^{-5}$  с, т.е. вероятность его регистрации равна всего

$$\omega = \frac{5 \times 10^{-5}}{30 \times 60} = 3 \times 10^{-8}. \quad (87)$$

Первые эксперименты по измерению времени жизни нейтрона были выполнены в 1948–1950 гг. А. Снеллом и Л. Миллером [104], П.Е. Спиваком и А.Н. Сосновским [105] (СССР) и Дж. Робсоном [106] (Канада). На рисунке 18 изображен первый прибор П.Е. Спивака и А.Н. Сосновского. Он состоял из двух сферических электродов 1 и 3, между которыми была приложена высокая разность потенциалов (20 кВ). Внутри электрода 3 располагался пропорциональный счетчик 2 с окном, затянутым тонкой пленкой 4. Работа счетчика контролировалась с помощью  $\alpha$ -пушки 5. Штриховкой 6 показан пучок тепловых нейтронов, протоны от распада которых внутри прибора отклонялись полем в сторону электрода 3 и часть из них попадала в счетчик. Из интенсивности пучка нейтронов, геометрии прибора и количества зарегистрированных протонов можно оценить время жизни нейтрона. По результатам первых измерений перечисленных групп оно составило 10–20 мин. Позднее группа П.Е. Спивака аналогичным пучковым методом уточнила это значение, получив в 1978 г. (опубликовано позже, [107])

$$\tau_n = 891 \pm 9 \text{ с}. \quad (88)$$

Близкие значения  $\tau_n$  были получены и в других группах.

Кроме пучкового метода существует еще один, более прямой метод измерения времени жизни нейтрона — по убыванию количества ультрахолодных нейтронов (УХН), хранящихся в специальных сосудах, которые, по образному выражению Я.Б. Зельдовича, иногда называют нейтронными бутылками. Здесь экзотика заключается в существовании открытого в 1959 г. Я.Б. Зельдовичем [108] необычного свойства УХН — полного

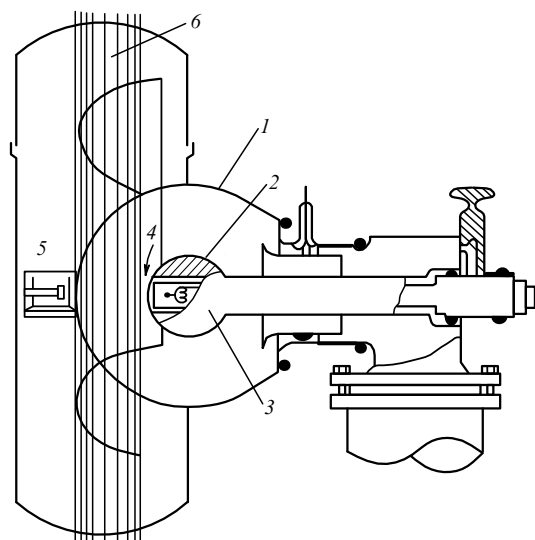


Рис. 18. Схема первого прибора П.Е. Спивака для обнаружения  $\beta$ -распада нейтрона: 1 и 3 — сферические электроды, 2 — пропорциональный счетчик, 4 — окошко счетчика, затянутое тонкой пленкой, 5 —  $\alpha$ -пушка, 6 — пучок тепловых нейтронов.

внутреннего отражения от границы вакуум (воздух) – вещество при любых углах падения, благодаря которому УХН могут очень долго (теоретически несколько тысяч секунд) отражаться стенками сосуда без поглощения. Это свойство проявляется у нейтронов при энергиях меньше некоторой граничной, разной для различных веществ, но приблизительно равной  $10^{-7}$  эВ.

Заметим, однако, что путь реализации этой красивой теоретической идеи оказался весьма сложным. И хотя подтверждение ее правильности было получено довольно быстро и уже в 1968 г. группе Ф.Л. Шапиро [109] удалось удержать УХН в течение 30 с, на решение основной задачи — создание сосудов для длительного хранения УХН из-за технических трудностей ушли многие годы. Основной причиной утечки УХН оказалось наличие на стенках сосудов трудноудаляемых водородсодержащих загрязнений. Неупруго сталкиваясь с водородом, УХН нагреваются до тепловой энергии, в результате чего теряют свойство полного внутреннего отражения и свободно проходят через стенки сосуда.

После преодоления описанных трудностей путем нанесения на внутренние стенки сосудов не содержащих водорода пленок, охлаждения до очень низких ( $\sim 15$  К) температур и др. постепенно удалось увеличить время хранения УХН до 60 мин, что в несколько раз превышает время жизни нейтрона. В таких условиях вероятность потерь при хранении снизилась до 3% от вероятности уменьшения числа нейтронов из-за их распада. Это позволило В. Мампе и др. в 1993 г. измерить время жизни нейтронов по их естественному убыванию в сосуде с точностью до нескольких секунд [110]:

$$\tau_n = 882,6 \pm 2,7 \text{ с.} \quad (89)$$

В настоящее время точность определения  $\tau_n$  еще больше улучшена. В 1998 г. группа В.И. Морозова (РНИЦ "Курчатовский институт") опубликовала новое значение [111]:

$$\tau_n = 885,4 \pm 0,9_{\text{стат}} \pm 0,4_{\text{сист}} \text{ с.} \quad (90)$$

Необходимость в знании точного значения времени жизни нейтрона  $\tau_n$  связана с тем, что по нему и временам жизни  $\beta$ -активных ядер с  $(0^+ - 0^+)$ -переходами (для которых, так же как для нейтрона, известны значения матричных элементов, определяющих вероятности  $\beta$ -распада) можно вычислить константу  $\beta$ -распада нейтрона  $\lambda_{\tau_n}^{00}$ . Эта константа, важная для теории слабого взаимодействия вообще, замечательна еще и тем, что может быть определена и по другим параметрам  $\beta$ -распада нейтрона, а именно из угловых корреляций между его спином  $\sigma_n$  и импульсами продуктов распада  $\mathbf{p}_e$  и  $\mathbf{p}_{\bar{\nu}_e}$ . По результатам изучения угловых корреляций вида  $\sigma_n \mathbf{p}_{\bar{\nu}_e}$ ,  $\sigma_n \mathbf{p}_e$ ,  $\sigma_n \mathbf{p}_{\bar{\nu}_e} \cdot \mathbf{p}_e$  и  $\sigma_n [\mathbf{p}_e \mathbf{p}_{\bar{\nu}_e}]$  можно получить еще одно, корреляционное, значение константы  $\beta$ -распада нейтрона  $\lambda_c$ .

Обе константы ( $\lambda_{\tau_n}^{00}$  и  $\lambda_c$ ) в рамках общепринятого (V-A)-варианта теории слабого взаимодействия должны быть равны между собой. Их различие означало бы отклонение теории от этого варианта, например, за счет небольшой примеси (V+A)-варианта ("правые токи"). До 1990 г. экспериментальные значения обеих констант совпадали в пределах погрешности измерений. Однако начиная с этого года точность экспериментов возросла настолько, что появилась возможность говорить об их

небольшом (порядка  $3\sigma$ ) различии, обсуждению чего посвящено много работ, в которых были получены оценки вклада правых токов, массы гипотетического правого W-бозона и другие параметры теории. В последнее время создается впечатление о сближении обеих констант. Их расхождение теперь, по оценке Ю.А. Московского [112], не превышает 0,5%. Подробнее о свойствах УХН (в частности, об обнаружении новой аномалии в их хранении при температуре  $\sim 10$  К) и  $\beta$ -распаде нейтрона см., например, [113].

## 10.2. Гипотетические распады нуклонов с нарушением закона сохранения барионного числа

В настоящее время известно, что все три взаимодействия, характеризующие ядерные процессы, — сильные, электромагнитные и слабые, обладают общей калибровочной природой, т.е. удовлетворяют общему принципу локальной калибровочной симметрии, которая должна быть связана с более широкой группой симметрии, чем SU(2) в упомянутой выше изотопической симметрии, SU(3) в октетной симметрии, описывающей свойства обычных и странных частиц, и SU(2)×U1 в теории электрослабого взаимодействия. Этой группой может быть, например, SU(5), в которую на равных правах входят как кварки, так и лептоны. Соответствующая теория называется Великим Объединением (Grand Unification). В ней разрешены переходы между кварками и лептонами, т.е. процессы, идущие с нарушением барионного и лептонного чисел ( $\Delta B = 1$ ,  $\Delta L = -1$ ), но с сохранением их разности  $B - L$ . В частности, в этой теории становятся возможными распады нуклонов по схемам

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0, \quad p \rightarrow e^+ + \pi^+ + \pi^-, \quad (91)$$

$$n \rightarrow e^+ + \pi^-, \quad n \rightarrow \pi^0 + \bar{\nu}_e. \quad (92)$$

Во всех этих процессах правило  $B - L = \text{const}$  выполняется.

Для времени жизни протона теория дает оценку  $10^{31} - 10^{33}$  лет. Аналогичный результат относится и к нейтрону. Но в этом случае имеется в виду не свободный нейтрон, а связанный в ядре, т.е. не распадающийся по схеме (86). Очевидно, что поиски процессов с такими огромными временами жизни чрезвычайно сложны. Они проводятся в глубоких (до 7,6 км водного эквивалента) подземных лабораториях с применением детекторов, имеющих массу несколько тысяч тонн и содержащих несколько тысяч фотоумножителей и другой электроники. Предполагается, что распад нуклона удастся заметить по черенковскому излучению, которое будет вызываться заряженными частицами распада в воде детектора. В настоящее время работы по поиску распадов нуклонов ведутся примерно в десяти лабораториях мира. Пока для времени распада нейтрона с  $\Delta B = 1$  получена нижняя граница

$$\tau_n^{\Delta B=1} > 10^{32} \text{ лет.} \quad (93)$$

Если будет найден хотя бы один случай распада нуклона с  $\Delta B = 1$ , это будет и сенсация, и экзотика!

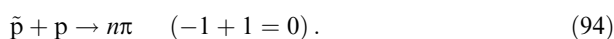
## 10.3. Антинуклоны. Рождение и взаимодействие. Распад антинейтрона

Хорошо известна замечательная история открытия позитрона. В 1928 г. П. Дирак получил свое знаменитое релятивистское квантовомеханическое уравнение

электрона, из которого, в частности, следовали правильные значения его спина и магнитного момента (с определением последнего до этого были трудности), а главное — предсказание существования частицы, зарядово-сопряженной электрону, — позитрона.

Согласно Дираку позитрон должен иметь те же массу, спин и время жизни, что и электрон, но противоположные электрический заряд и магнитный момент. Частицу с подобными свойствами стали называть античастицей. В 1932 г. античастица электрона — позитрон была открыта в составе космических лучей, а через несколько лет принцип зарядового сопряжения был подтвержден открытием еще двух пар частица — античастица: в 1936–1938 гг. были открыты мюоны ( $\mu^+$  и  $\mu^-$ ), а в 1947 г. — пионы ( $\pi^+$  и  $\pi^-$ ). Таким образом, природа оказалась симметричной относительно существования частиц и античастиц, которые согласно принципу зарядового сопряжения, так же как в случае электрона и позитрона, должны иметь (и действительно имеют) одинаковые массы, спин и время жизни. Правда, позднее было доказано, что в слабых взаимодействиях зарядовая симметрия нарушается, однако предсказание симметрии природы относительно существования частиц и античастиц с тождественными значениями  $m$ ,  $\sigma$  и  $\tau$  сохраняется, так как оно является следствием другой, более общей СРТ-теоремы, доказанной в 1954–1955 гг. Г. Людерсом и В. Паули.

Согласно СРТ-теореме в любом взаимодействии произведение трех инверсий: зарядовой  $C$  (операция зарядового сопряжения), пространственной  $P$  (зеркальное сопряжение) и временной  $T$  (обращение времени) является инвариантом. СРТ-теорема опирается на лоренц-инвариантность и правильную связь между спином и статистикой, т.е. она справедлива для всех теорий, в которых выполняется принцип причинности. В соответствии с СРТ-теоремой у любой (в том числе еще не открытой) пары частица — античастица должны быть противоположны не только электрические заряды и магнитные моменты, но и другие знаковые квантовые числа, как, например, упомянутые в предыдущем разделе барионные и лептонные числа, которые равны  $+1$  у частиц и  $-1$  у античастиц. Такие значения барионного числа ( $B = -1$ ) должны иметь, например, антипротон и антинейтрон, а лептонного ( $L = -1$ ) — позитрон и антинейтрино. В нормальных (не экзотических типа рассмотренных в разделе 10.2) процессах эти числа должны сохраняться. Поэтому при встрече антипротона ( $\bar{p}$ ) с протоном ( $p$ ) будет происходить реакция аннигиляции, при которой массы и энергии этих частиц преобразуются в массы и энергии нескольких других частиц (обычно  $\pi$ -мезонов, реже  $K$ -мезонов, еще реже  $\gamma$ -квантов), имеющих барионное число, равное нулю:



Для медленных  $\bar{p}$  и  $p$  среднее значение  $\bar{n} = 5$ , а средняя энергия, уносимая одним  $\pi$ -мезоном, — 200–250 МэВ. С ростом энергии взаимодействующих  $\bar{p}$  и  $p$  число образующихся при аннигиляции  $\pi$ -мезонов растет, достигая при энергиях  $2 \times 270$  ГэВ около 30. В вакууме антипротон столь же стабилен, как и протон, но наш мир состоит из атомов, т.е. из протонов, нейтронов, электронов, которые все являются *частицами*. В связи с этим антипротон и антинейтрон (а также позитрон), прилетевшие из

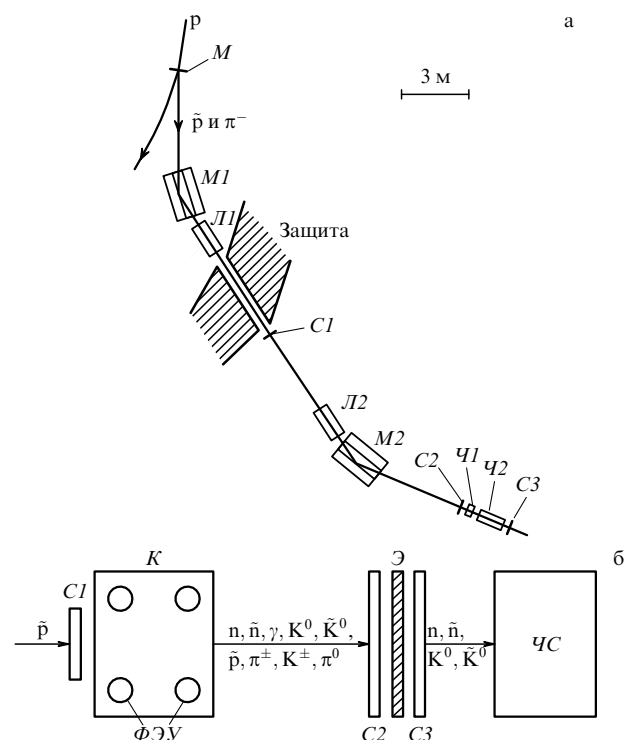
космоса, неизбежно встретятся с ними и проаннигилируют. Это обстоятельство затрудняет наблюдение космических антинуклонов (хотя отдельные случаи регистрации космических антипротонов, по-видимому, наблюдались уже начиная с 1947 г.). Поэтому для доказательства их существования был поставлен специально спроектированный ускорительный эксперимент.

Антипротон был открыт Э. Сегре с сотрудниками [114] в 1955 г. в Беркли (США) на бэватроне, позволявшем получать протоны с энергией до 6,3 ГэВ. В работе была использована реакция



структура которой определяется все тем же законом сохранения барионного числа ( $1 + 1 = -1 + 3$ ), а порог равен 5,6 ГэВ.

Схема установки, на которой был открыт антипротон, изображена на рис. 19а. Медная мишень  $M$ , находящаяся в камере бэватрона, бомбардировалась протонами с энергией 4,3–6,2 ГэВ (порог реакции рождения антипротона на ядре снижается за счет фермиевского движения его нуклонов до 4,3 ГэВ). Рождаемые антипротоны вместе с  $\pi^-$ -мезонами (которых возникало в 60000 раз больше) направлялись по магнитному каналу, состоящему из отклоняющих магнитов  $M1$  и  $M2$  и фокусирующих линз  $L1$  и  $L2$  и настроенному на пропускание отрицательных частиц с импульсом 1,19 ГэВ/с в детектирующее устройство.



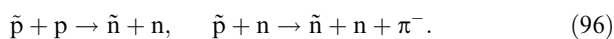
**Рис. 19.** Схемы экспериментов по изучению рождения антинуклонов: (а) рождение антипротона:  $p$  — пучок протонов с энергией 4,3–6,2 ГэВ,  $M$  — медная мишень,  $\bar{p}$  и  $\pi^-$  — рожденные антипротоны и  $\pi^-$ -мезоны,  $M1$  и  $M2$  — отклоняющие магниты,  $L1$  и  $L2$  — магнитные фокусирующие линзы,  $C1$ – $C3$  — сцинтилляционные счетчики,  $Ч1$  и  $Ч2$  — черенковские счетчики, (б) рождение антинейтрона:  $\bar{p}$  — пучок антипротонов,  $C1$ – $C3$  — сцинтилляционные счетчики,  $K$  — конвертер,  $\PhiЭУ$  — фотоэлектронные умножители,  $Э$  — свинцовый экран,  $ЧС$  — черенковский счетчик.

Последнее состояло из сцинтилляционных счетчиков  $C1$  и  $C2$ , расположенных на расстоянии 12 м друг от друга, что позволяло определять пролетное время для антипротона ( $51 \times 10^{-9}$  с) и  $\pi^-$ -мезона ( $40 \times 10^{-9}$  с); двух черенковских счетчиков  $Ч1$  и  $Ч2$ , из которых  $Ч2$  был настроен на регистрацию антипротонов, имеющих при данном импульсе значение  $\beta = v/c$  ( $v$  — скорость частицы,  $c$  — скорость света в вакууме) в пределах 0,75–0,78, а  $Ч1$  отбирал частицы с  $\beta > 0,79$ , т.е. пучковые ( $\beta = 0,99$ ) и рассеянные  $\pi^-$ -мезоны; сцинтилляционный счетчик  $C3$  подтверждал отсутствие рассеяния регистрируемой частицы в счетчике  $Ч2$ . Всего в первом опыте было зарегистрировано 60 антипротонов.

В последующих опытах с существенно большим количеством рождающихся антипротонов были подтверждены все ожидавшиеся для них характеристики ( $m_{\bar{p}} \equiv m_p$ ,  $\sigma_{\bar{p}} = \sigma_p = 1/2$ ,  $\tau_{\bar{p}} = \tau_p$ ,  $\mu_{\bar{p}} = -\mu_p$ ), а на крупнейших ускорителях того времени в Брукхейвене, Серпухове, Батавии и Женеве были сформированы антипротонные пучки. Несколько позднее, в 1981 г., в ЦЕРНе были построены два ускорителя на энергию  $2 \times 31,4$  ГэВ и  $2 \times 270$  ГэВ, давшие возможность использовать всю энергию обеих сталкивающихся частиц (работать в системе их центра масс).

Наличие антипротонных пучков позволило получить ход сечения взаимодействия антипротонов с протонами ( $\sigma_{\bar{p}p}$ ) в зависимости от энергии и сравнить его с ходом сечения взаимодействия протонов между собой ( $\sigma_{pp}$ ). Сравнение показало, что они сильно отличаются при относительно невысоких энергиях, что объясняется значительным вкладом в  $\sigma_{\bar{p}p}$  нового процесса — аннигиляции. При  $p_{\text{лаб}} = 5$  ГэВ/с  $\sigma_{\bar{p}p} = 65$  мб, а  $\sigma_{pp}$  составляет всего 41 мб. С ростом энергии относительный вклад в  $\sigma_{\bar{p}p}$  от эффекта аннигиляции снижается и оба сечения сближаются (при обоюдном уменьшении), принимая при  $p_{\text{лаб}} = 50$  ГэВ/с значения 44 и 39 мб соответственно. При  $p_{\text{лаб}} > 50$  ГэВ/с  $\sigma_{\bar{p}p}$  начинает расти, а  $\sigma_{pp}$  сперва продолжает снижаться, а затем, начиная с  $p_{\text{лаб}} = 2 \times 10^2$  ГэВ/с, тоже растет. В результате оба сечения при  $p_{\text{лаб}} = 2 \times 10^3$  ГэВ/с практически совпадают:  $\sigma_{\bar{p}p} = \sigma_{pp} = 42$  мб. Этот результат подтверждает теорему И.Я. Померанчука [115], доказанную в 1958 г., о равенстве полных сечений взаимодействия частиц и античастиц с одной и той же мишенью при ультрарелятивистских энергиях.

Антинейтроны ( $\bar{n}$ ) были открыты в 1956 г. в работе Б. Корка и др. [116], которые для их получения использовали процесс перезарядки при взаимодействии антипротона с нуклонами:



В эксперименте использовался пучок антипротонов интенсивностью (5–10)  $\bar{p}$  в минуту, сформированный на бэватроне с помощью двух отклоняющих магнитов и пяти фокусирующих магнитных линз. Антинейтроны возникали в конвертере  $K$  со сцинтиллирующим раствором, просматриваемым четырьмя фотоумножителями (рис. 196). Наряду с реакциями (96) в нем может происходить процесс аннигиляции с образованием  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, а также  $\gamma$ -квантов, и высвечиванием мощного импульса энергии  $\sim 1$  ГэВ. Кроме того, антипротон может пройти через конвертер без ядерного взаимодействия, а только потратив на ионизацию вещества конвертера около 50 МэВ своей энергии. Величина

энерговыведения и позволяет в первом приближении выделить процессы (96), в которых она, очевидно, должна быть меньше 50 МэВ. Более надежное выделение антинейтронов происходит в черенковском счетчике  $ЧС$  из свинцового стекла, просматриваемого 16 фотоумножителями, в котором аннигиляция антинейтрона вызывает мощную вспышку. При этом для очистки  $ЧС$  от фона, который мог бы возникнуть от продуктов аннигиляции антипротонов, в конвертере ( $\pi^\pm, K^\pm, \gamma, \pi^0$ ) предусмотрена система из двух сцинтилляционных счетчиков  $C2$  и  $C3$  (соединенных в схему антисовпадений) и свинцовый экран  $\mathcal{E}$  между ними. Специальные меры были предприняты также для устранения появления мощных ложных импульсов от наложения нескольких импульсов, вызванных нейтронами и (или)  $K^0$ -мезонами, которые система счетчиков  $C2$ – $C3$  не задерживает. В итоге удалось наблюдать в среднем 0,003 $\bar{n}$  на один  $\bar{p}$ . Надежность обнаружения антинейтронов была подтверждена серией контрольных экспериментов. В настоящее время можно утверждать, что антинейтрон имеет такие же массу и спин, как и нейтрон, и распадается по зарядово-сопряженной схеме



с таким же периодом полураспада, как у него. Магнитный момент антинейтрона равен по величине и противоположен по знаку магнитному моменту нейтрона (т.е. положителен), барионный заряд, как это следует из (96), отрицателен.

В заключение разговора об антинуклонах заметим, что антипротон и антинейтрон, подобно протону и нейтрону, образуют изотопический дублет античастиц с вектором изотопического спина  $T = 1/2$ , но с противоположными по сравнению с нуклонами знаками у проекций ( $T_z^{(\bar{p})} = -1/2$ ,  $T_z^{(\bar{n})} = +1/2$ ). Взаимодействие антинуклонов между собой такое же, как и нуклонов между собой, с точностью до некоторых тонкостей слабого взаимодействия, на которых здесь мы не будем останавливаться.

#### 10.4. Антидейтрон, антигелий-3, антитритий

Экспериментальное подтверждение существования антипротонов и антинейтронов и симметрии в их свойствах позволяет предполагать существование антиядер, свойства которых должны быть аналогичны свойствам соответствующих ядер. Первое "сложное" (по сравнению с антипротоном) ядро — антидейтрон было зарегистрировано в 1965 г. группой Л. Ледермана в Брукхейвене с помощью масс-спектрометра, расположенного вблизи бериллиевой мишени ускорителя. Антидейтрон состоит из одного антипротона и одного антинейтрона, т.е. его барионное число  $B = -2$ , электрический заряд  $Z = -1$ , масса совпадает с массой дейтрона, спин равен единице.

В 1970 г. группа Ю.Д. Прокошкина, работавшая на Серпуховском ускорителе, получила доказательство существования более сложного, чем антидейтрон, антиядра  $\bar{3}\text{He}$ , состоящего из двух антипротонов и одного антинейтрона [117], т.е. имеющего  $B = -3$ ,  $Z = -2$  и  $M(\bar{3}\text{He}) = M(\bar{3}\text{He})$ .

Установка состояла из 50 быстродействующих детекторов — черенковских и сцинтилляционных счетчиков и наносекундной электроники. Ядра антигелия-3 выделя-

лись по их заряду  $Z = -2$  и скорости  $\beta$ . Заряд определялся по ионизации и интенсивности черенковского излучения, а скорость — с помощью пороговых и дифференциальных черенковских счетчиков, а также по пролетному времени. Всего через установку прошло  $2 \times 10^{11}$  частиц, среди которых удалось выделить пять антиядер  ${}^3\text{He}$ . Это соотношение ( $4 \times 10^{10}:1$ ) показывает, насколько труден был данный эксперимент (аналогичное соотношение в опыте по регистрации антипротона было равно  $6 \times 10^4:1$ ).

Примерно такое же соотношение фоновых и рабочих частиц ( $10^{11}:1$ ) оказалось в эксперименте по поиску другого антиядра — антитрития  ${}^3\bar{\text{H}}$ . Однако этот эксперимент оказался еще труднее предыдущего из-за того, что заряд антиядра  ${}^3\bar{\text{H}}$  равен  $Z = -1$ , т.е. совпадает с зарядом большинства фоновых частиц ( $\pi^-$  и  $\text{K}^-$ -мезонов). Доказательство существования антиядра  ${}^3\bar{\text{H}}$  было получено в совместной работе группы В.И. Рыкалина и дубненской группы В.И. Петрухина [118].

В связи с невозможностью выделения антиядер  ${}^3\bar{\text{H}}$  по заряду их отбор проводился по скорости  $\beta$ , однозначно связанной с массой антиядра и импульсом, на который настроен магнитный канал. Для этой цели была использована система черенковских счетчиков и методика времени пролета с несколькими пролетными базами. Работа проводилась на линии с ЭВМ при использовании наносекундной электроники. Всего через установку за время измерений прошло  $3,7 \times 10^{11}$  частиц, среди которых удалось выделить четыре антиядра трития. Антиядро трития имеет  $B = -3$ ,  $Z = -1$  и  $M({}^3\bar{\text{H}}) = M({}^3\text{H})$ . Естественно, что время жизни и радиоактивность антитрития пока не измерены. Сравнение интенсивности рождения антиядер с  $B = -2$  и  $B = -3$  показывает, что она уменьшается в  $10^4$  раз с ростом  $|B|$  на единицу. Поэтому поиски антиядер тяжелее  ${}^3\bar{\text{He}}$  и  ${}^3\bar{\text{H}}$  должны быть чрезвычайно сложны. Авторам статьи ничего не известно относительно таких попыток. Но и уже полученные результаты вполне убедительно доказывают симметрию природы относительно существования вещества и антивещества, поскольку имеются все необходимые составные части (позитроны, антипротоны, антинейтроны, антиядра), входящие в состав антиатомов.

## 11. Последняя (пока!) экзотика

### 11.1. Лирическое вступление

Напоследок мы расскажем о самых свежих экзотических открытиях в ядерной физике — экспериментальном подтверждении существования знаменитого сверхтяжелого, достаточно стабильного 114-го элемента, особые свойства которого предсказывались в модели ядерных оболочек (см. раздел 3), и открытии еще более тяжелого 118-го элемента. Заметим сразу, что экзотика здесь довольно своеобразна: она не заключается в открытии каких-то новых явлений, потому что речь пойдет об обычных  $\alpha$ -распадах и спонтанном делении. Однако сами эксперименты, в которых были обнаружены 114-й и 118-й элементы, представляются поистине фантастическими. Удалось зарегистрировать события, сечения которых равны всего 1 пб, т.е.  $10^{-36}$  см<sup>2</sup>! При этом для их надежной идентификации пришлось воспользоваться услугами своеобразной "машины времени", позволяющей двигаться в прошлое и будущее, чтобы собирать в

единую цепочку несколько этапов этих событий, последовательно случившихся в данной точке пространства в разное время.

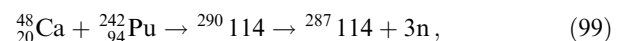
Так, например, исследователи Дубны, двигаясь шаг за шагом назад во времени, смогли проследить все "генеалогическое древо" изотопа 114-го элемента  ${}^{289}\text{114}$ . Вначале была обнаружена его "правнучка", которая оставила наиболее заметный след своей жизнедеятельности (осколки спонтанного деления с кинетической энергией  $\sim 170$  МэВ); затем менее энергичная "внучка", испытывавшая  $\alpha$ -распад с выделением энергии около 9 МэВ; потом еще по одному  $\alpha$ -распаду с примерно таким же энерговыделением была найдена "дочка" и, наконец, снова по  $\alpha$ -распаду с чуть большим энерговыделением само ядро  ${}^{289}\text{114}$ . Помогло успеху этих поисков то, что и сам "предок", и все его "потомки" жили в одном и том же маленьком домике размерами 1,6 мм, не выходя из него дальше порога.

Еще больше "потомков" оказалось у 118-го элемента, открытого в Беркли. В этом случае кроме "правнучки" были обнаружены "пра-правнучка", "пра-пра-правнучка" и "пра-пра-пра-правнучка"! И все они жили в домике еще меньших размеров.

После этого лирического вступления, от которого мы не могли удержаться и за которое, как мы надеемся, нас извинит читатель, расскажем, как все происходило на самом деле.

### 11.2. Открытие 114-го элемента

В конце 1998 г. и начале 1999 г. в ОИЯИ (г. Дубна) группой Ю.Ц. Оганесяна были открыты два изотопа сверхтяжелого 114-го элемента ( ${}^{289}\text{114}$  и  ${}^{287}\text{114}$ ) [119, 120]. Оба изотопа были получены на ускорителе тяжелых ионов У-400 в результате бомбардировки пучком ионов  ${}^{48}_{20}\text{Ca}^{5+}$  плутониевой мишени ( ${}^{244}_{94}\text{Pu}$  и  ${}^{242}_{94}\text{Pu}$  соответственно). Расчеты [121] показали, что при таких условиях синтез упомянутых ядер происходит с наибольшей вероятностью по схемам



которые приводят с сечением  $\sim 1$  пб к образованию ядер отдачи  ${}^{289}\text{114}$  и  ${}^{287}\text{114}$ , возникающих после испарения трех нейтронов из сравнительно слабо возбужденных (около 30 МэВ над кулоновским барьером) компаунд-ядер  ${}^{292}\text{114}$  и  ${}^{290}\text{114}$ .

Во второй половине 1999 г. было проведено новое облучение плутониевой мишени  ${}^{244}_{94}\text{Pu}$  ионами  ${}^{48}_{20}\text{Ca}$  с энергией 236 МэВ. Обработка результатов этого эксперимента позволила обнаружить третий изотоп 114-го элемента —  ${}^{288}\text{114}$  [122], образующийся по схеме

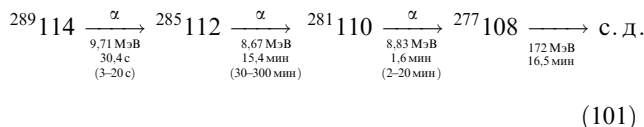


**11.2.1. Первый изотоп 114-го элемента —  ${}^{289}\text{114}$ .** В первой работе [119], выполненной с использованием мишени из  ${}^{244}\text{Pu}$ , обогащенной до 98,6 %, интенсивность пучка ионов  ${}^{48}_{20}\text{Ca}^{5+}$  была равна  $4 \times 10^{12}$  с<sup>-1</sup>, а их энергия 236 МэВ. Всего через мишень за 40 сут облучения прошло  $5,2 \times 10^{18}$  ионов. Процедура эксперимента была такова.

Образовавшиеся ядра отдачи 114-го элемента выделялись из частиц пучка и других ядерных реакций с

помощью системы магнитов и электростатического сепаратора VASSILISSA, проходили через времяпрелетную установку и попадали в полупроводниковый кремниевый позиционно-чувствительный детектор, установленный в фокальной плоскости сепаратора, где оставляли пространственную, энергетическую и временную метки. Продукты распада имплантированных ядер отдачи ( $\alpha$ -частицы или осколки спонтанного деления) также оставляли свои метки (точное место в детекторе, выделенная энергия и момент времени), которые записывались на ЭВМ. Если одно из ядер 114-го элемента, попавших в детектор, расположенный в фокальной плоскости, испытает ряд последовательных превращений (цепочка  $\alpha$ -распадов, оканчивающаяся спонтанным делением), то все они должны характеризоваться одним и тем же местом в фокальной плоскости установки. Раскручивая позиционно-фиксированные (т.е. зарегистрированные определенным стрипом позиционного детектора) события назад по времени (от осколков деления к  $\alpha$ -распадам и ядру отдачи), можно при удаче (когда вся цепочка выкладывается в детекторе без потерь на краевые эффекты) получить полную картину распадов данного изотопа 114-го элемента.

Именно такая полная картина для одного события и была зарегистрирована в работе по синтезу изотопа  $^{289}114$ :



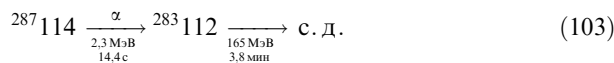
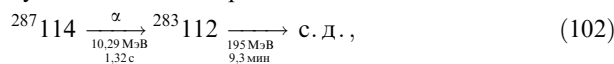
Из приведенной схемы распадов видно, что изотоп  $^{289}114$  испытал  $\alpha$ -распад через 30,4 с после попадания его в детектор и что все последующие распады происходили еще медленнее, так что общая длительность всей цепочки распадов составила 34 мин (под разными этапами цепочки в скобках приведены оценочные значения периодов полураспада, которые были рассчитаны из значений измеренной энергии [123]). Очень важно, что все пять сигналов (поглощение первичного ядра, три последовательных  $\alpha$ -распада и спонтанное деление) были зарегистрированы внутри пространственной области размерами 1,6 мм, что, как показали контрольные измерения для различных заведомо коррелированных событий, уверенно указывает на существование корреляции между ними. Согласно оценке вероятность возникновения случайной корреляции, имитирующей зарегистрированное событие, равна всего  $5 \times 10^{-5}$ .

Авторы [119] отмечают, что время жизни новых нуклидов, входящих в цепочку, особенно  $^{285}112$  и  $^{281}110$ , приблизительно в  $10^6$  раз больше, чем у известных ядер  $^{277}112$  и  $^{273}110$  [124, 125], которые имеют на восемь нейтронов меньше. Это обстоятельство (вместе с полученными ранее [126] данными для нуклида  $^{283}112$ ) можно рассматривать как первое экспериментальное доказательство существования повышенной стабильности в области сверхтяжелых элементов.

**11.2.2. Второй изотоп 114-го элемента —  $^{287}114$ .** Второй изотоп 114-го элемента ( $^{287}114$ ) был обнаружен в работе [120], выполненной в аналогичной постановке, но с другой мишенью ( $^{242}_{94}\text{Pu}$ , обогащенный до 97 %). Энергия пучка в середине мишени была  $235 \pm 2$  МэВ, что соответ-

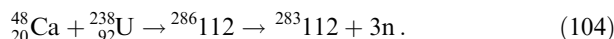
ствовало энергии возбуждения образующегося компаунд-ядра  $E = 33,5$  МэВ. Полное число ионов, прошедших через мишень за 32 сут облучения, составило  $7,5 \times 10^{18}$ .

Из теоретических предпосылок [127] следовало, что наиболее вероятной схемой распада компаунд-ядра  $^{290}114$ , образующегося при слиянии  $^{48}_{20}\text{Ca}$  и  $^{242}_{94}\text{Pu}$ , является испарение трех нейтронов с образованием изотопа  $^{287}114$ . Отбор ядер  $^{287}114$  производился с помощью описанного выше электростатического сепаратора VASSILISSA (рис. 20а). Поиски изотопа  $^{287}114$  проводились тем же методом "назад по времени", каким был обнаружен изотоп  $^{289}114$ , и привели к двум следующим цепочкам распада:



(во втором случае  $\alpha$ -частица вылетела из детектора, оставив только часть своей энергии).

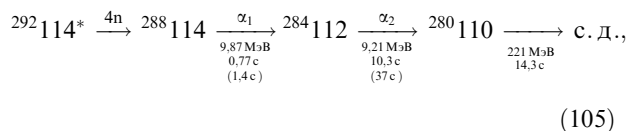
По измеренным данным можно получить примерные оценки периодов полураспада для  $^{287}114$  ( $T_{1/2}^{(\alpha)} = (5,5^{+10}_{-2})$  с) и  $^{283}112$  ( $T_{1/2}^{(\text{с. д.})} = (180^{+170}_{-60})$  с). Авторы отмечают, что свойства дочернего элемента  $^{283}112$ , образующегося в  $\alpha$ -распадах элемента  $^{287}114$ , близки к свойствам того же изотопа ( $^{283}112$ ), полученного ранее [126] непосредственно в реакции

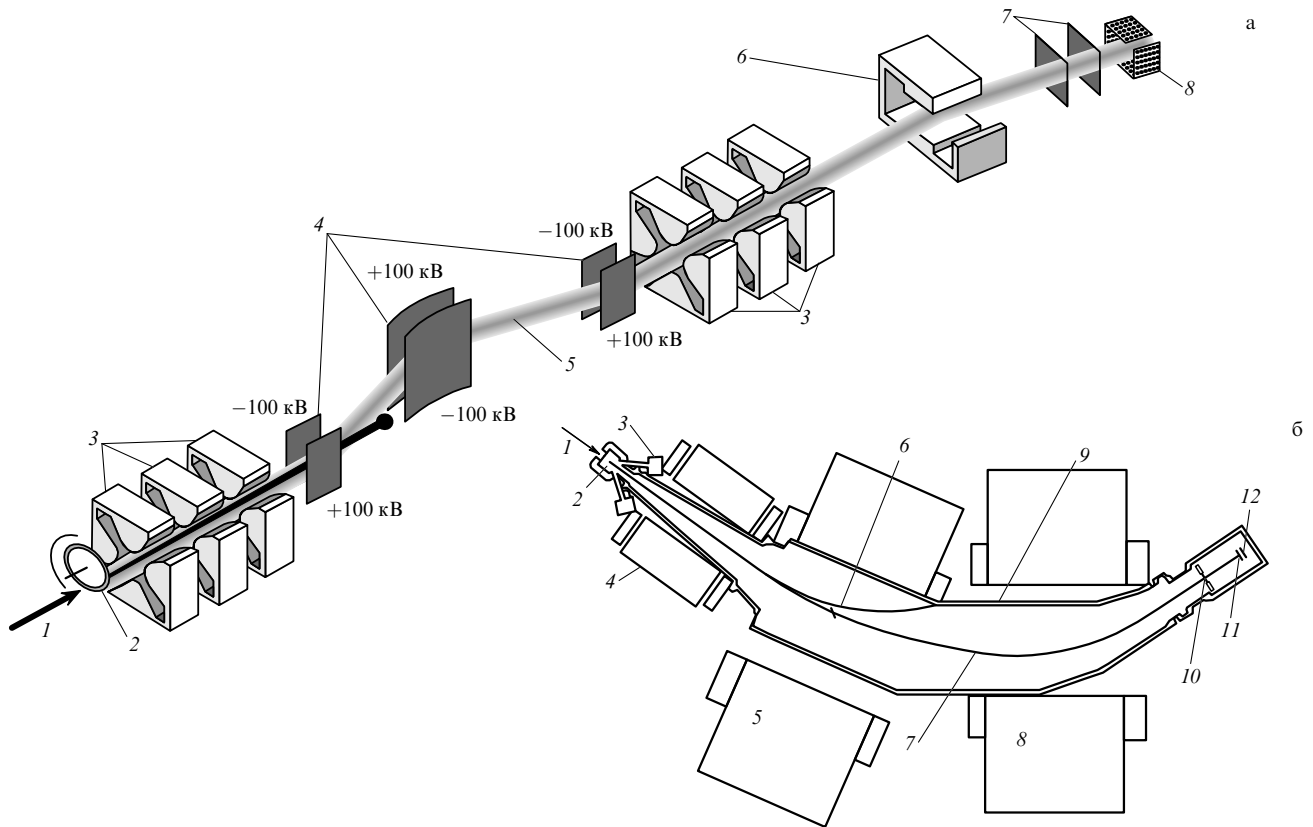


В обоих случаях для них было зарегистрировано спонтанное деление с минутными периодами и близкими 180–200 МэВ энергиями осколков.

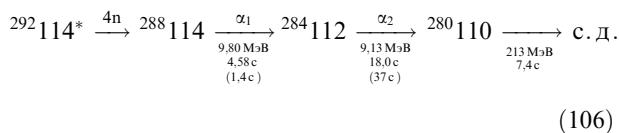
Период полураспада  $^{287}114$  в несколько раз короче, чем у  $^{289}114$ , что связано с меньшим числом нейтронов (большим удалением от дважды магического ядра  $^{298}114$ ). Сечение образования изотопа  $^{287}114$  в  $3n$  испарительном канале равно  $(2,5^{+4,5}_{-1})$  пб.

**11.2.3. Третий изотоп 114-го элемента —  $^{288}114$ .** Для получения третьего изотопа 114-го элемента дубненские экспериментаторы снова вернулись к мишени  $^{244}_{94}\text{Pu}$ , которая была облучена ионами  $^{48}_{20}\text{Ca}$  с энергией  $\sim 236$  МэВ [122]. Полное количество ионов, прошедшее через мишень за 60 сут облучения, составило  $1,0 \times 10^{19}$ . Оценка энергии возбуждения образующегося компаунд-ядра  $^{292}114$ , сделанная с учетом потерь энергии ионов в мишени, небольших вариаций ее толщины и вариаций энергии пучка за время облучения, привела к значению в пределах 31,5–39 МэВ, что соответствует испарению из компаунд-ядра трех или четырех нейтронов [127]. Для двух зарегистрированных случаев обнаружения нового изотопа энергия пучка в центре мишени (236 МэВ) соответствовала энергии возбуждения компаунд-ядер 36–37 МэВ, что достаточно для испарения четырех нейтронов. Соответствующие цепочки событий выглядят следующим образом:





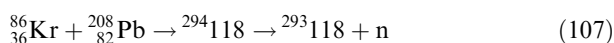
**Рис. 20.** Схемы установок, использованных при открытии новых сверхтяжелых элементов: (а) электростатический сепаратор VASSILISSA, с помощью которого в Дубне был открыт 114-й элемент: 1 — пучок  $^{48}\text{Ca}$ , 2 — мишень из  $^{242}\text{Pu}$ , 3 — квадрупольная магнитная фокусировка, 4 — электростатическое смещение, 5 — атомы отдачи, 6 — магнитное смещение, 7 — детектор времени пролета, 8 — позиционно-чувствительное детектирующее устройство; (б) газонаполненный сепаратор, примененный физиками Беркли при открытии 118-го элемента (дополнительные пояснения к рисунку даны в тексте): 1 — пучок, 2 — положение мишени, 3 — мониторные детекторы, 4 — квадрупольный магнит, 5 — магнит с неоднородным полем, 6 — траектория пучка, 7 — траектория атомов отдачи (EVR), 8 — магнит с однородным полем, 9 — вакуумная камера, 10 — записывающее устройство РРАС, 11 — кремниевый детектор, расположенный в фокальной плоскости, 12 — Punch-Through-детектор.



(В скобках приведены оценочные значения периодов полураспада.) Пространственные метки для всех этапов первой цепочки сосредоточены в пределах 0,5 мм, а второй — 0,4 мм. Сечение образования нового ядра  ${}^{288}_{114}$  равно приблизительно 1 пб. Наблюдавшиеся цепочки полностью соответствуют предсказаниям макро- и микроскопической теории [123].

### 11.3. Открытие 118-го элемента

Вскоре после открытия в Дубне двух первых изотопов 114-го элемента пришло сообщение из Беркли об открытии 118-го элемента [128]. Поиски столь далекого от исследованной до того области сверхтяжелых элементов ( $Z \leq 112$ ), в которой уже приходилось иметь дело с сечениями порядка 1 пб, были предприняты в связи с теоретическим предсказанием исключительно большого сечения реакции холодного синтеза



(670 пб) и длинной цепочки  $\alpha$ -распадов для образующегося ядра  ${}^{293}_{118}$  с оценками энергий  $\alpha$ -частиц и периодов полураспада [129]. Эта реакция действительно была

обнаружена, правда, со значительно меньшим (2,2 пб), чем предсказывалось, сечением, но тем не менее на 2–3 порядка большим того, которое можно было ожидать из экстраполяции существующих экспериментальных данных для более легких элементов.

Реакция (107) была изучена на 88-дюймовом циклотроне в Беркли. Энергия пучка ионов  ${}^{86}_{36}\text{Kr}$  в центре мишени равнялась 449 МэВ. Полное число ионов, прошедших через мишень за два облучения общей длительностью две недели, составило  $2,3 \times 10^{18}$ . В эксперименте был использован новый сепаратор, наполненный гелием, схема которого изображена на рис. 20б. Сепаратор состоит из вакуумной камеры с двумя мониторами на входе, трех магнитов (квадрупольного и двух дипольных), формирующих траекторию ядра 118-го элемента, плоскоструйного лавинного счетчика РРАС, который записывал время, энергию и координаты  $x, y$  частиц, и кремниевого 16-стрипового детектора толщиной 300 мкм с активной площадью  $80 \times 35$  мм, в который имплантировались ядра 118-го элемента. Кремниевый детектор располагался в фокальной плоскости на расстоянии 29 см от счетчика РРАС, что позволяло измерять пролетное время ядер 118-го элемента. На выходе сепаратора был установлен так называемый Punch-Through-детектор, который отсекал частицы, прошедшие через детектор, расположенный в фокальной плоскости.

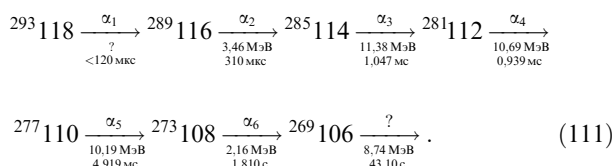
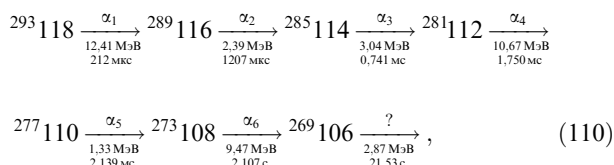
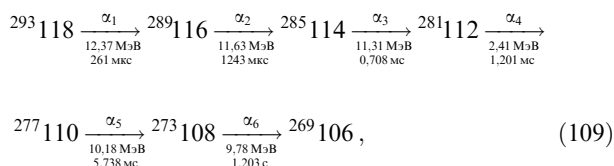


Эффективность сепаратора к пропусканию и имплантации ядер 118-го элемента была рассчитана методом Монте-Карло и составила 75 %. Такое же значение эффективности сепаратора было получено экспериментальной ее проверкой с помощью реакции



дающей после испарения нескольких нейтронов ряд  $\alpha$ -активных изотопов полония. Эффективность счетчика РРАС по отношению к различению имплантированных ядер 118-го элемента и частиц пучка, попавших в фокальную плоскость, равна 99 %.

Всего за время облучения удалось зарегистрировать три цепочки распадов, содержащих до семи звеньев, которые с большой вероятностью ассоциируются с последовательными этапами распада 118-го элемента:



Авторы обращают внимание на то, что  $\alpha_4$  в первой цепочке,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$ ,  $\alpha_5$ , и  $\alpha(\beta)_7$  во второй и  $\alpha_2$  и  $\alpha_6$  в третьей оставили в детекторе только часть своей энергии, а  $\alpha_1$  в третьей цепочке не зарегистрирована совсем из-за того, что характеризующий ее период полураспада оказался меньше "мертвого времени" детектора. Характер распада последних ядер второй и третьей цепочек ( $\alpha$  или  $\beta$ ?) не опознан. Положения координатных меток для всех звеньев первой цепочки заключены в пределах 0,6 мм, для второй — 1 мм, для третьей — 0,3 мм, что не превышает наблюдавшегося разброса при проведении калибровочных измерений.

В подтверждение достоверности полученных результатов авторы оценили вероятность эмиссии из компаунд-ядра  ${}^{294}_{118}$  вместо нейтрона  $\alpha$ -частицы или протона и получили для нее значение 1/60 и 1/2000 соответственно. Эмиссия двух нейтронов запрещена энергетически. Таким образом, полученные результаты можно рассматривать как доказательство синтеза изотопа  ${}^{293}_{118}$  нового сверхтяжелого 118-го элемента и продуктов его распада  ${}^{289}_{116}$ ,  ${}^{285}_{114}$ ,  ${}^{281}_{112}$ ,  ${}^{277}_{110}$ ,  ${}^{273}_{108}$  и  ${}^{269}_{106}$ . По усредненным данным из трех цепочек для них были получены следующие периоды полураспада:  ${}^{293}_{118}$  —  $120^{+180}_{-60}$  мкс,  ${}^{289}_{116}$  —  $600^{+860}_{-300}$  мкс,  ${}^{285}_{114}$  —  $580^{+870}_{-290}$  мкс,  ${}^{281}_{112}$  —  $890^{+1300}_{-450}$  мкс,  ${}^{277}_{110}$  —  $3,0^{+4,7}_{-1,5}$  мс и  ${}^{273}_{108}$  —  $1,2^{+1,7}_{-0,6}$  с.

В заключение обсуждения открытия 114-го и 118-го элементов наряду с восхищением приходится выразить

сожаление в связи с тем, что все цепочки, обнаруженные как в Дубне, так и в Беркли, оборвались, не дойдя до области уже изученных ядер. Поэтому, строго говоря, последние звенья цепочек (а значит, и первые) идентифицированы не окончательно, хотя во всех описанных случаях трудно представить альтернативное объяснение полученных результатов. Во всяком случае, ученым из Дубны удалось доказать существование острова стабильности в окрестности 114-го элемента, а исследователям из Беркли — возможность получения уже сегодня еще более тяжелых, чем 114-й, элементов. Похоже, что старый вопрос, где кончается периодическая таблица элементов (см. раздел 4.4), вновь становится очень актуальным, тем более что в соответствии с относительно недавними расчетами теоретиков [130, 131] максимум стабильности может находиться вблизи  $Z = 120$  или даже  $Z = 126$ .

## 12. Заключение

В настоящей статье мы попытались рассказать обо всех известных нам не совсем обычных (редких, неожиданных, запрещенных, забытых и др.) видах радиоактивности атомных ядер и некоторых других ядерно-физических процессах и явлениях, о которых, на наш взгляд, недостаточно мало пишут в общезначимой и даже специальной литературе, а также дать представление о новейших достижениях в этой области (открытие 114-го и 118-го элементов, обнаружение кластерного распада кюрия, получение уникально низкого предела на майорановскую массу электронного нейтрино и др.). Кроме того, для преемственности и облегчения чтения нового материала мы кратко напомнили в начале статьи о старых открытиях естественной и искусственной радиоактивности.

Что можно сказать в заключение? Чего следует ожидать в ближайшие годы, каких открытий, кроме количественного роста уже открытых процессов для других ядер?

Возможно, это будет двухпротонная радиоактивность из основного или изомерного состояния или, может быть, аналогичная нейтронная или двухнейтронная радиоактивность.

В области кластерной радиоактивности можно ожидать открытия новых, более тяжелых кластеров, а также продвижения в сторону более тяжелых ядер-излучателей кластеров, где существует пока еще нерешенная окончательно проблема возможной смены механизма кластерной радиоактивности у ядер с большим параметром делимости  $Z^2/A$  (хотя, по последним данным, решение ее уже близко).

В области двойного  $\beta$ -распада достигнуты заметные успехи по обнаружению его двухнейтринного варианта ( $2\beta 2\nu$ ), измеренные периоды полураспада которого ( $T_{1/2} > 10^{21}$  лет) соответствуют расчетам, сделанным по Стандартной теории электрослабого взаимодействия. Однако ни одного случая безнейтринного двойного  $\beta$ -распада ( $2\beta 0\nu$ ) не было найдено, т.е. проблемы нарушения лептонного числа и природы массы нейтрино (дираковская или майорановская) пока не решены. Наилучшая оценка майорановской массы нейтрино  $m_\nu^{(M)} < 0,2$  эВ ( $T_{1/2}(2\beta 0\nu) \geq 5,7 \times 10^{25}$  лет!).

Можно только гадать, будет или не будет найден распад нуклона с нарушением барионного числа, кото-

рый пытаются обнаружить в добром десятке глубочайших подземных лабораторий, оборудованных сверхчувствительными детекторами. Пока оценки для времени жизни нуклона относительно распада с  $\Delta B=1$  дают значения  $T_{1/2} > 10^{32}$  лет. Наконец, безусловно будут найдены новые сверхтяжелые элементы.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность П.А. Крупчицкому, прочитавшему всю статью и сделавшему много ценных замечаний, А.А. Оглоблину за обсуждение раздела, посвященного кластерной радиоактивности, В.И. Лебедеву, Ю.А. Мостовому и Л.Н. Бондаренко за предоставление новых материалов, а также В.Н. Тихонову и А.Ф. Суставову за помощь в работе над статьей.

### Список литературы

1. Becquerel M C. *R. Acad. Sci.* **122** 501 (1896)
2. Curie P, Curie M Rapport presente on Congr. Internal. de Phys., t3 (1900)
3. Curie M C. *R. Acad. Sci.* **130** 76 (1900)
4. Rutherford E *Phys. Z.* **4** 235 (1903); *Philos. Mag.* **5** 177 (1903)
5. Geiger H, Nuttal J M *Philos. Mag.* **22** 613 (1911)
6. Gamov G Z. *Phys.* **51** 204 (1928)
7. Condon E U, Gurney R W *Nature* (London) **122** 439 (1928); *Phys. Rev.* **33** 127 (1929)
8. Joliot F, Curie I J. *Phys. Radium* **4** 494 (1933)
9. Curie I, Joliot F C. *R. Acad. Sci.* **198** 254 (1934)
10. Fermi E *Nature* (London) **133** 572, 898 (1934)
11. Alvarez L W *Phys. Rev.* **52** 134 (1937)
12. Мухин К Н *Экспериментальная ядерная физика*. Кн.1, Ч. 1: *Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений*. 5-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1993)
13. Курчатov И В, Курчатov Б В, Мысовский Л, Русинов Л С. *R. Acad. Sci.* **200** 1201 (1935)
14. Weizsacker C *Naturwissenschaften* **24** 813 (1936)
15. Goepfert-Mayer M *Phys. Rev.* **75** 1966 (1949); **78** 16, 22 (1950)
16. Hahn O, Strassman F *Naturwissenschaften* **26** 756 (1939); **27** 11 (1939)
17. Fermi E et al. *Ric. Sci.* **5** (7–10) (1934); *Nature* (London) **134** 668 (1934)
18. Curie I, Savitch P C. *R. Acad. Sci.* **206** 906 (1938); *J. Phys. Radium* **9** 355 (1938)
19. Meitner L, Frisch O R *Nature* (London) **143** 239, 471 (1939)
20. Hahn O, Strassman F *Naturwissenschaften* **27** 89 (1939)
21. Frenkel J *Phys. Rev.* **55** 987 (1939)
22. Bohr N, Wheeler J *Phys. Rev.* **56** 426 (1939)
23. Frisch O R *Nature* (London) **143** 276 (1939)
24. Joliot F C. *R. Acad. Sci.* **208** 241, 647 (1939)
25. Von Halban H, Joliot F, Kowarski *Nature* (London) **143** 470, 1680 (1939)
26. Roberts R, Meyer R, Wang R *Phys. Rev.* **55** 510 (1939)
27. Петржак К А, Флеров Г Н *ЖЭТФ* **10** 1013 (1940); *ДАН СССР* **28** 500 (1940); *Phys. Rev.* **58** 89 (1940); *J. Phys.* **3** 275 (1940); *УФН* **25** 171 (1941)
28. Зельдович Я Б, Харитон Ю Б *ЖЭТФ* **9** 1425 (1939); *УФН* **23** 329 (1940); *ЖЭТФ* **10** 29, 477, 831 (1940); *УФН* **25** 381 (1941)
29. Snell A H *Phys. Rev.* **72** 541 (1947)
30. McMillan E, Abelson R H *Phys. Rev.* **57** 1186 (1940)
31. Seaborg G T et al. *Phys. Rev.* **69** 366, 367 (1946)
32. Kennedy J W et al. *Phys. Rev.* **70** 555 (1946)
33. Поликанов С М и др. *ЖЭТФ* **42** 1464 (1962)
34. Перельгин В П и др. *ЖЭТФ* **42** 1472 (1962)
35. Флеров Г Н и др. *ЖЭТФ* **45** 1396 (1963)
36. Флеров Г Н, Друин В А *Структура сложных ядер* (М.: Атомиздат, 1966)
37. Strutinsky V M *Nucl. Phys. A* **95** 420 (1967)
38. Поликанов С М *Измерия формы атомных ядер* (М.: Атомиздат, 1977)
39. Кузнецов В И, Скобелев Н К, Флеров Г Н *ЯФ* **4** 99, 279 (1966); **5** 271, 1136 (1967)
40. Белов А Г и др., Препринт ОИЯИ Р15-9795 (Дубна: ОИЯИ, 1976)
41. Гангский Ю П и др. *ЯФ* **27** (4) 894 (1978)
42. Кузнецов В И *ЭЧАЯ* **12** 1285 (1981)
43. Карнаухов В А, Тер-Акопян Г М, Субботин В Г, Препринт ОИЯИ Р-1072 (Дубна: ОИЯИ, 1962); Карнаухов В А и др. *ЖЭТФ* **45** 1280 (1963); Флеров Г Н и др. *ЖЭТФ* **47** 419 (1964); *Nucl. Phys.* **60** 129 (1964)
44. Barton R, McPherson R *Bull. Am. Phys. Soc.* **8** 357 (1963); Barton R et al. *Can. J. Phys.* **41** 2007 (1963)
45. Карнаухов В А *ЭЧАЯ* **4** 1018 (1973)
46. Карнаухов В А, Петров Л А *Ядра, удаленные от линии бета-стабильности* (М.: Энергоиздат, 1981)
47. Карнаухов В А, в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 4 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: БРЭ, 1994) с. 165
48. Jacson K P et al. *Phys. Lett. B* **33** 281 (1970); Gerny J et al. *Phys. Lett. B* **33** 284 (1970)
49. Cerny J et al. *Nucl. Phys. A* **188** 666 (1972)
50. Богданов Д Д и др. *ЯФ* **16** 890 (1972)
51. Hofmann S et al. *Z. Phys. A* **305** 111 (1982)
52. Кадменский С Г, сб. *Физика атомного ядра и элементарных частиц*. Материалы XXXIII зимней школы (СПб: Изд. ПИЯФ, 1999) с. 264
53. Wookds P J, Davids C N *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **47** 541 (1997)
54. Гольданский В И *ЖЭТФ* **39** 497 (1960)
55. Гольданский В И *УФН* **87** 255 (1965)
56. Гольданский В И *Письма в ЖЭТФ* **32** 572 (1980)
57. Cable M D et al. *Phys. Rev. Lett.* **50** 404 (1983)
58. Azuma K E et al. *Phys. Rev. Lett.* **43** 1652 (1979)
59. Detraz C et al. *Phys. Lett. B* **94** 307 (1980)
60. Azuma R E et al. *Phys. Lett. B* **96** 31 (1980)
61. Rose H J, Jones G A *Nature* (London) **307** 245 (1984)
62. Сандулеску А, Поенару Д Н, Грейнер В *ЭЧАЯ* **11** 1334 (1980)
63. Александров Д В и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 152 (1984)
64. Gales S *Phys. Rev. Lett.* **53** 759 (1984)
65. Kutshera W et al. *Phys. Rev. C* **32** 2036 (1985)
66. Price P B et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 297 (1985)
67. Warwick S W et al. *Phys. Rev.* **31** 1984 (1985)
68. Ogloblin A A et al. *Phys. Lett. B* **235** 35 (1990)
69. Третьякова С П *ЭЧАЯ* **23** 364 (1992)
70. Третьякова С П, Mikheev V I *Nuovo Cimento A* **110** 1043 (1997)
71. Замятин Ю С и др. *ЭЧАЯ* **21** 537 (1990)
72. Новацкий Б Г, Оглоблин А А *Вестн. АН СССР* **1** 81 (1988)
73. Kadmsky S G et al., in *Proc. Int. School on Nuclear Structure* (Alushta, USSR 1985) (Dubna: JINR, 1985) p. 385
74. Iriondo M et al. *Nucl. Phys. A* **454** 252 (1986)
75. Biendowske R, Walliser H *Phys. Rev. Lett.* **61** 1930 (1988)
76. Poenaru D N et al. *J. Phys. G* **10** L183 (1984)
77. Yi-Jin Shi Y S, Swiatecki W J *Phys. Rev. Lett.* **54** 300 (1985)
78. Poenaru D N et al., Preprint JINR E4-84-446 (Dubna: JINR, 1984)
79. Poenaru D N et al. *Phys. Rev. C* **32** 572 (1985)
80. Пик-Пичак Г А *ЯФ* **44** 1421 (1986)
81. Poenaru D N et al. *Z. Phys. A* **325** 435 (1986)
82. Poenaru D N et al. *At. Data Nucl. Data Tables* **34** 423 (1986)
83. Mikheev V L et al., FLNR Scientific Report 1991-92. E7-93-57 (Dubna: JINR, 1993) p. 48
84. Ogloblin A A et al. "Proc. of Intern. Conf. SHELL-99" (Dubna, April 1999) *Phys. Rev. C* **61** 034301 (2000)
85. Gønnenwein F *Nucl. Phys. A* **654** 855 (1999)
86. Furman V I Частное сообщение автору работы [84]
87. Goepfert-Mayer M *Phys. Rev.* **48** 512 (1935)
88. Mayorana E *Nuovo Cimento* **14** 171 (1937)
89. Inghram M G, Reynolds J H *Phys. Rev.* **76** 1265 (1949)
90. Bernatowicz T et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 2341 (1992)
91. Bernatowicz T et al. *Phys. Rev. C* **47** 806 (1993)
92. Kirsten T et al., in *Proc. Intern. Conf. Mass Spectroscopy*. Kioto 1969 (Tokyo, 1970) p. 501
93. Lou K et al., in *Proc. of the IV Intern. Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei* (Osaka, Japan, 12–16 June 1995) (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 192
94. Klapdor-Kleingrothaus H V, in *Proc. of the IV Intern. Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei* (Osaka, Japan,

- 12–16 June 1995) (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 174
95. Balysh A et al. *Phys. Lett. B* **356** 450 (1995)
96. Hubert Ph, in *Proc. of the IV Intern. Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei* (Osaka, Japan, 12–16 June 1995) (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 184
97. Baudis L et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 41 (1999)
98. Козлов Ю В, Мартемьянов В П, Мухин К Н *УФН* **167** 847 (1997)
99. Abov Yu G, Krupchitsky P A, Oratovsky Yu A *Phys. Lett.* **12** 25 (1964); *ЯФ* **1** 479 (1965)
100. Лобашев В М и др. *Письма в ЖЭТФ* **3** 268 (1966)
101. Hättig H, Hünchen K, Wäffer H *Phys. Rev. Lett.* **25** 941 (1970)
102. Данилян Г В *УФН* **131** 329 (1980)
103. Сушков О П, Фламбаум В В *УФН* **136** 3 (1982)
104. Snell A H, Miller L C *Bull. Soc.* **23** 2 (1948); *Phys. Rev.* **74** 1217 (1948)
105. Спивак П Е и др., в кн. *Доклады советской делегации на международной конференции по мирному использованию атомной энергии* (Женева 1955 г.) *Физические исследования* (М.: Изд-во АН СССР, 1955) с. 935
106. Robson J M *Phys. Rev.* **77** 747 (1950); **78** 311 (1950)
107. Спивак П Е *ЖЭТФ* **94** 1 (1988)
108. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **36** 1952 (1959)
109. Шапиро Ф Л *УФН* **95** 145 (1968)
110. Мампе В и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 77 (1993)
111. Arzumanov S et al., in *Proc. of the Inter. Nuclear Physics Conference*. Paris, France 24–28 August 1998, B2, p. 709
112. Mostovoy Yu, Preprint IAE-6040/2 (Moscow: IAE, 1997); Мостовой Ю А *ЯФ* **61** 1418 (1998)
113. Мостовой Ю А, Мухин К Н, Патаракин О О *УФН* **166** 987 (1996)
114. Chamberlain O et al. *Phys. Rev.* **100** 947 (1955); Черберлен О и др. *УФН* **68** 585 (1956)
115. Померанчук И Я *ЖЭТФ* **34** 725 (1958)
116. Cork B et al. *Phys. Rev.* **104** 1193 (1956); Корк Б *УФН* **62** 385 (1957)
117. Антипов Ю М и др. *ЯФ* **12** 311 (1970)
118. Балдин Б Ю и др. *ЯФ* **20** 694 (1974)
119. Oganessian Yu et al., Preprint JINR E7-99-53 (Dubna: JINR, 1999); Oganessian Yu et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 3154 (1999)
120. Oganessian Yu et al., Preprint JINR E7-99-111 (Dubna: JINR, 1999); Oganessian Yu et al. *Nature* (London) **400** 242 (1999)
121. Postylnik B I, in *Proc. of the Intern. School-Seminar "Heavy Ion Physics"*. Dubna, 1997 (Singapore: World Scientific, 1998) p. 431
122. Oganessian Yu et al., Препринт ОИЯИ Е7-99-347 (Дубна: ОИЯИ, 1999). Направлено в *Phys. Rev. Lett.*
123. Smolanczuk R *Phys. Rev. C* **56** 812 (1997)
124. Lazarev Yu A et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 624 (1994); *Phys. Rev. Lett.* **75** 1903 (1995); *Phys. Rev. C* **54** 620 (1996)
125. Hofmann S et al. *Z. Phys. A* **354** 229 (1996)
126. Oganessian Yu Ts et al., Preprint JINR E7-98-212 (Dubna, 1998); *Eur. Phys. J. A* **5** 63 (1999)
127. Myers W D, Swiatecki W J *Nucl. Phys. A* **601** 141 (1996)
128. Ninov V et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 1104 (1999)
129. Smolanczuk R *Phys. Rev. C* **59** 2634 (1999)
130. Rutz K et al. *Phys. Rev. C* **56** 238 (1997)
131. Cwiok S et al. *Nucl. Phys. A* **611** 211 (1996)

## Exotic nuclear physics

**K.N. Mukhin, O.O. Patarkin**

*Russian Research Center "Kurchatov Institute", Institute of General and Nuclear Physics,  
pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-095) 196-75 71, 196-76 63  
Fax (7-095) 196-91 33  
E-mail: mukhin@chen.net.kiae.su, patarak@dnuc.polyn.kiae.su*

This review is concerned with the nuclear physics phenomena, newly discovered or just less familiar, which have something extraordinary about them either in terms of properties or in terms of observation (rare — or even ‘forbidden’ — to occur, serendipitously discovered, posing observational or interpretational challenges, requiring unique experimentation, or exotic in some other way). The history of the discovery of such phenomena is presented and their significance is discussed.

PACS numbers: **21.90. + f**, **23.90. + w**, **24.90. + d**, **25.90. + k**

Bibliography — 131 references

*Received 24 May 2000*