

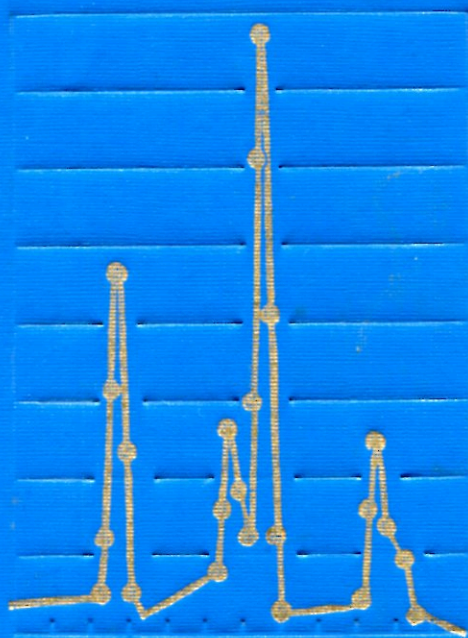
Н.Г. Волков  
В.А. Христофоров  
Н.П. Ушакова

# МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

---

Для студентов вузов

---



Н.Г. Волков  
В.А. Христофоров  
Н.П. Ушакова

# МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

Допущено Государственным комитетом СССР  
по народному образованию в качестве  
учебного пособия для студентов  
инженерно-физических специальностей вузов



МОСКВА  
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ  
1990

ББК 22.38

В67

УДК 539.1.07 (075.8)

Рецензенты *В.И. Стрижак*: Киевский государственный университет;  
*В.А. Сергиенко*: Ленинградский государственный университет

**Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П.**

В67 Методы ядерной спектрометрии: Учеб. пособие для вузов. —  
М.: Энергоатомиздат, 1990. — 256 с.: ил.  
ISBN 5-283-03957-9

Изложены основные методы спектрометрии ионизирующих излучений низких и средних энергий и методы обработки аппаратурных спектров. Особое внимание уделено методам спектрометрии с использованием сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов. Систематизированы основные понятия и терминология в области ядерной спектрометрии и рассмотрены методы решения конкретных задач прикладной ядерной физики.

Для студентов физических специальностей и специалистов в области ядерной физики.

В 1604080000-582 13-90  
051 (01) -90

ББК 22.38

Учебное издание

*Волков* Николай Григорьевич  
*Христофоров* Владимир Александрович  
*Ушакова* Нина Петровна

## МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

Заведующий редакцией *Е.В. Сатарова*  
Редактор *Н.Е. Никитина*  
Художественный редактор *А.Л. Вульфсон*  
Технический редактор *Н.М. Брудная*  
Корректор *Л.А. Гладкова*  
ИБ № 722

Набор выполнен в издательстве. Подписано в печать с оригинала-макета 19.11.90.  
Формат 60 x 88 1/16. Бумага офсетная № 2. Печать офсетная. Усл. печ. л. 15,68.  
Усл. кр.-отт. 15,68. Уч.-изд. л. 16,83. Тираж 2600 экз. Заказ 6211. Цена 90 к.  
Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Отпечатано в ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени МПО "Первая Образцовая типография" Государственного комитета СССР по печати. 113054, Москва, Валуевская ул., 28.

ISBN 5-283-03957-9

© Авторы, 1990

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Ядерная спектрометрия представляет собой совокупность методов, предназначенных для изучения свойств элементарных частиц и атомных ядер путем измерения и интерпретации спектров их излучений, т.е. распределений числа частиц по некоторым физическим параметрам (энергий, массе и т.п.). В свое время методы ядерной спектрометрии сыграли важную роль в исследовании структуры атомного ядра, позволив установить свойства основных и возбужденных состояний ядер, на основании которых удалось построить современные модели атомного ядра. В настоящее время методы ядерной спектрометрии являются одними из распространенных методов количественного анализа. Нейтронно-активационный, рентгенофлуоресцентный анализы, базирующиеся на спектрометрических методах, широко используются для определения микроколичеств вещества.

Применение этих методов позволило создать разветвленные банки ядерных данных, используемые при расчете ядерных реакторов и других ядерно-физических установок.

В настоящей книге авторы ограничились рассмотрением методов ядерной спектрометрии частиц низких энергий, типичных для атомных ядер, т.е. сравнимых с энергией связи нуклона в ядре. Эта область энергий характерна для многих прикладных исследований.

Книга является продолжением серии учебных пособий, написанных сотрудниками Московского инженерно-физического института и выпущенных Энергоатомиздатом. В ней основное внимание уделяется специфическим спектрометрическим вопросам, вопросам измерения и интерпретации спектров. Подробно рассматриваются разрешающая способность спектрометров и влияющие на нее факторы. Значительное место уделено математической обработке спектров — вопросу, которому в учебных пособиях отведено недостаточно места.

Книга является учебным пособием по методам ядерной спектрометрии. Для ее понимания требуется знание основ физики детекторов элементарных частиц, а также основ высшей математики в объеме программ технического вуза.

Мы считаем своим приятным долгом поблагодарить доктора физ.-мат. наук проф. В.И. Стрижака за ценные замечания, способствовавшие улучшению качества книги.

*Авторы*

## ВВЕДЕНИЕ

Понятия "спектроскопия" и "спектрометрия" широко использовались еще с шестидесятых годов XVII в., когда начались исследования оптических спектров в видимой ( $4 \cdot 10^{-7}$  —  $7 \cdot 10^{-7}$  м) области\* (рис. В.1).

Энергетический диапазон наблюдаемого фотонного излучения расширился, и к концу XVII в. исследования были распространены также на инфракрасную (примерно до  $10^{-3}$  м) и ультрафиолетовую (примерно до  $10^{-9}$  м) области. Большим вкладом в развитие оптической спектроскопии явилось открытие Кирхгофом и Бунзеном в 1860 г. спектрального анализа. Они установили, что каждому элементу принадлежит свой спектр, являющийся его характерным признаком. Оптической спектроскопии принадлежит заслуга открытия 25 элементов.

Одновременно с открытием излучений создаются и получают широкое развитие соответствующие экспериментальные методы их исследования. Образовались и получили значительное развитие целые разделы физики — ядерная, атомная и молекулярная спектроскопия, спектроскопия конденсированных сред (рис. В.1).

В течение более 100 лет (первый оптический спектр наблюдал Ньютон) призма была единственным способом получения спектра. В 1786 г. американский астроном Риттенхаус впервые использовал для этой цели дифракционную решетку в виде тонких проволок, натянутых на рамку. В 1912 г. Лауэ предложил использовать в качестве дифракционной решетки кристалл. В 1914 г. Резерфорд и Андраде использовали кристалл для анализа  $\gamma$ -излучения, положив, таким образом, начало ядерной спектроскопии. До 40-х годов возможности метода были ограничены из-за малой светосилы спектрометров и сравнительно низкого энергетического разрешения. Для работы спектрометров необходимы были источники с удельной активностью 10 Бк/г, которые стали широко доступны лишь с развитием ускорителей и ядерных реакторов. Начиная с 40-х годов характеристики спектрометров бы-

---

\*Спектроскоп — прибор для визуального наблюдения спектра. Спектроскопия — наблюдение спектров на спектро스코пах. Спектрометрия — определение длин волн наблюдаемого спектра на спектрометрах (приборах с приспособлением для измерения углов отклонения лучей).

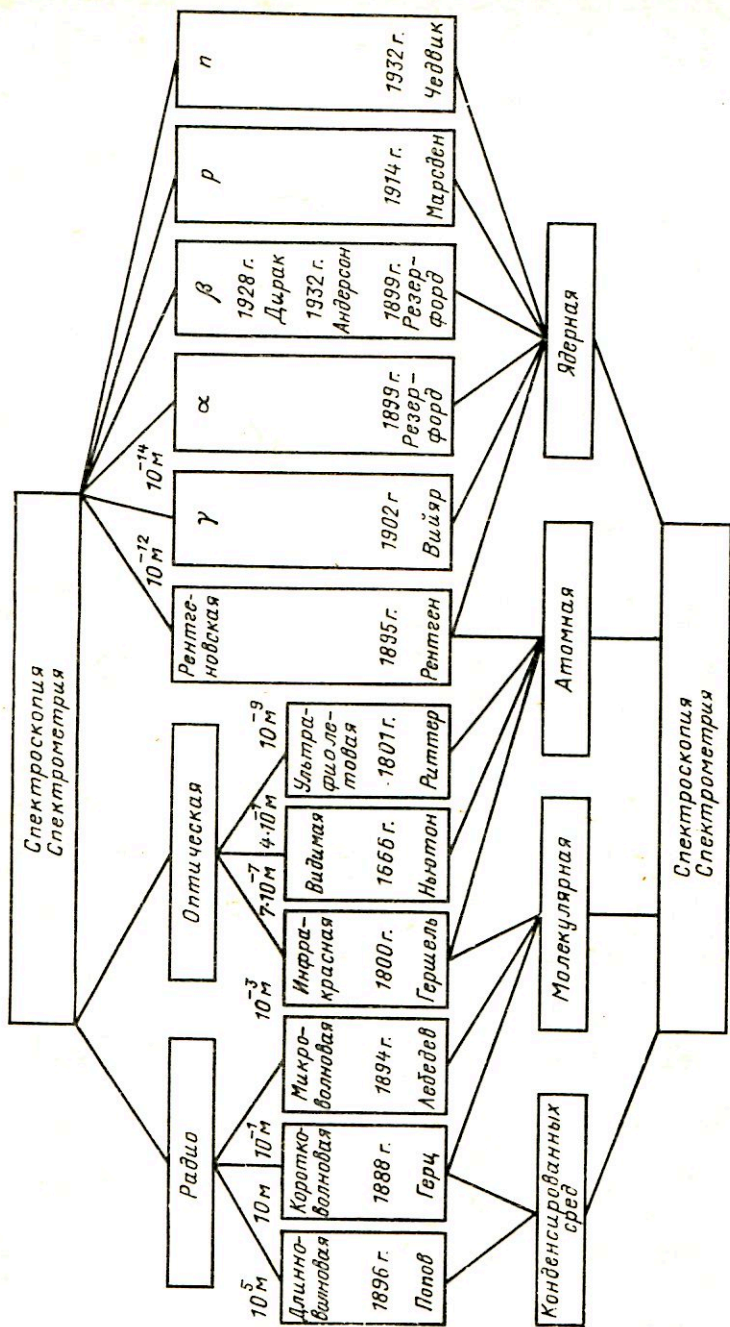


Рис. В.1. К истории развития основных разделов спектроскопии и спектрометрии

ли значительно улучшены, благодаря усилиям Дюмонда, Сумбаева и других, а также в связи с изготовлением больших, почти совершенных кристаллов кремния и германия с шириной линии в 10–15 раз меньше, чем при дифракции на естественных кристаллах кальцита и кварца. Современные кристалл-дифракционные спектрометры используются для исследования  $\gamma$ -квантов вплоть до энергий 5 МэВ и более, имеют светосилу  $10^{-10} - 10^{-12}$  и позволяют определить энергию с точностью до  $10^{-6}$  (для  $\gamma$ -квантов с энергией 1 МэВ). В последние годы кристалл-дифракционный метод широко используется и для спектрометрии нейтронов, а также для структурного анализа вещества в рентгено-, электроно- и нейтронографии.

В 1907 г. Томсон предложил воздействовать на исследуемую частицу одновременно электрическим и магнитным полем, используя их фокусирующие свойства по отношению к движущимся заряженным частицам с данным  $Ze/M$ , и открыл, таким образом, метод измерений, составивший эпоху в физике и приведший к созданию масс-спектрометрии. Первые масс-спектрометры с достаточно высоким разрешением были построены Астоном и Демпстером в 1919 г. Нейтральные атомы ионизировались электронной бомбардировкой паров исследуемого вещества и двигались в масс-спектрометре Астона в заданном направлении с разными скоростями (использовался принцип фокусировки ионов по скоростям), а в масс-спектрометре Демпстера — выходили широким пучком с одинаковой скоростью (производилась фокусировка по направлениям). В современных масс-спектрометрах используется метод двойной фокусировки по скоростям и направлениям. Они имеют относительное массовое разрешение  $\sigma_M/M \approx 10^{-8} \div 10^{-7}$ .

Первое определение энергии  $\beta$ -частиц по их отклонению в магнитном поле было проделано Байером и Ганом в 1910 г. В первых магнитных бета-спектрометрах применяли так называемый "метод прямого отклонения". Бета-частицы проходили узкую щель, отклонялись магнитным полем, перпендикулярным пучку, и регистрировались фотопластинкой. Из-за отсутствия фокусировки  $\beta$ -частиц светосила и энергетическое разрешение были плохими. Значительно лучшее разрешение было достигнуто в магнитных спектрометрах с фокусировкой.

В 1912 г. Даниш предложил принцип полукруговой фокусировки, который до сих пор широко применяется в магнитных спектрометрах. Позднее были разработаны спектрометры с двойной фокусировкой, линзовые и другие спектрометры.

Современные бета-спектрометры имеют относительное энергетическое разрешение  $10^{-3} - 10^{-4}$  и светосилу  $10^{-2} - 10^{-3}$ . Все наиболее точные исследования спектров  $\beta$ -частиц и конверсионных электронов проведены на магнитных спектрометрах. Магнитные спектрометры широко применяются также для исследования  $\alpha$ -излучения, а до разработки сцинтилляционных спектрометров и спектрометров с полу-

проводниковыми детекторами (ППД) широко использовались и для исследования  $\gamma$ -излучения по комптоновским электронам отдачи.

Начало газовым ионизационным методам спектрометрии было положено Резерфордом, который в 1930 г. впервые применил ионизационную камеру для измерения спектра  $\alpha$ -частиц. Идея метода основывалась на зависимости пробега от энергии. Резерфорд использовал сферическую камеру, в центре которой помещался источник  $\alpha$ -частиц, и измерял ионизационный ток при разных давлениях. Позднее были разработаны импульсные ионизационные камеры, камеры с сеткой, пропорциональные детекторы и т.д. Это позволило использовать газовый ионизационный метод для спектрометрии более легких заряженных частиц (протонов и  $\beta$ -частиц) и расширить энергетический диапазон, в котором они могли исследоваться. Для  $\beta$ -частиц этот диапазон простирается в настоящее время от нескольких электрон-вольт до нескольких мегаэлектрон-вольт. Лучшие газовые ионизационные спектрометры имеют относительное энергетическое разрешение менее 1 % для  $\alpha$ -частиц с энергией около 5 МэВ.

Сцинтилляционный метод начал свое развитие со сцинтилляционного экрана Крукса (1903 г.) — экрана из  $ZnS$ , на котором наблюдались через микроскоп сцинтилляции от  $\alpha$ -частиц. Однако широкое развитие он получил лишь после изобретения фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) в 1944 г. Керраном и Бейкером, а затем и Кубецким, и особенно после открытия возможностей неорганических кристаллов в  $\gamma$ -спектрометрии. К концу 60-х годов сцинтилляционный метод стал одним из основных в экспериментальной ядерной спектроскопии.

Основными достоинствами сцинтилляционного метода являются: широкий спектр исследуемых излучений, возможность обеспечения самой большой светосилы (что особенно важно для таких слабозаимодействующих с материалом детектора излучений, как  $\gamma$ -кванты и нейтроны), хорошее энергетическое разрешение [лучшие спектрометры с кристаллами  $NaI(Tl)$  имеют относительное энергетическое разрешение около  $5 \cdot 10^{-2}$  для  $\gamma$ -квантов с энергией 662 кэВ; спектрометры с органическими сцинтилляторами позволяют получить временное разрешение около  $10^{-8}$  с].

Одной из проблем в спектрометрах со сцинтилляционными детекторами является ФЭУ — хрупкий, громоздкий, чувствительный к внешним электромагнитным полям, ограничивающий временные характеристики спектрометров. Значительным прогрессом в сцинтилляционном методе стала разработка канальных электронных умножительных систем — КЭУ.

Существенным недостатком спектрометров с газовыми детекторами является их малая светосила, что связано с низкой плотностью материала — газа. Поэтому многие годы предпринимались попытки заменить газ в таких детекторах жидкостью или твердым телом. В первых



работах по твердотельным ионизационным детекторам исследовались вещества с широкой запрещенной зоной — более 1,5–2 эВ (алмаз, галогениды серебра, сульфид цинка и др.). Однако из-за несовершенства технологии получения и очистки кристаллов к настоящему времени получены удовлетворительные результаты лишь с двумя широкозонными веществами — теллуридом кадмия (CdTe) и дииндидом ртути (HgI<sub>2</sub>). Высокая плотность этих веществ и большое сечение взаимодействия кадмия с нейтронами делают их весьма перспективными для исследования слабоионизирующего излучения —  $\gamma$ -квантов и нейтронов.

Новым этапом в развитии ядерной спектрометрии и всего ядерного приборостроения явилось создание в начале 60-х годов полупроводниковых детекторов (ППД), изготовленных из кремния и германия. Мак-Кей в 1949 г. первым установил, что достигнутые к тому времени чистота и совершенство структуры кремния и германия позволяют использовать их в качестве детекторов ядерного излучения. Они обладают хорошими временными характеристиками. Малая энергия на образование пары носителей заряда (около 3 эВ по сравнению с 25 эВ в газовых ионизационных детекторах и 300 эВ на образование электрона с фотокатода в сцинтилляционных детекторах) сделала их энергетическое разрешение таким высоким, какое до последнего времени удавалось получить лишь с помощью очень сложных и дорогостоящих кристалл-дифракционных и магнитных спектрометров.

В течение короткого времени были разработаны различные типы ППД — с *p-n*-переходов, радиационные, диффузионно-дрейфовые [Si(Li) и Ge(Li)]. Особенно широкое распространение в ядерной спектрометрии получили Ge(Li)-детекторы. В последние годы стали доступными Ge(Li)-детекторы объемом до 150 см<sup>3</sup>, что приблизило светосилу спектрометров с такими детекторами к светосиле спектрометров с большими кристаллами NaI(Tl) и сделало их основными детекторами в спектрометрах энергии  $\gamma$ -излучения.

В последние годы появились детекторы из сверхчистого германия (HPGe). Они обладают еще лучшим, чем детекторы из Ge(Li), временным и энергетическим разрешением. Сейчас из сверхчистого германия изготавливают детекторы объемом до 200 см<sup>3</sup>.

Высокие светосила и энергетическое разрешение спектрометров с ППД позволили приступить к исследованию таких сложных спектров, измерение и обработка которых стали немислимы без глубокой реорганизации ядерной электроники, автоматизации спектрометрического эксперимента с широким использованием ЭВМ. Были разработаны новые системы блоков с глубокой унификацией шин, сигналов и основных циклов работы (системы ВЕКТОР, КАМАК и др.).

Длительное время ядерно-спектрометрические исследования проводились на весьма слабых и дефицитных источниках с естественными радиоактивными нуклидами. Для успешного развития ядерной спектроскопии необходимы были не только достаточно совершенные методы

исследования излучения, но разнообразные и мощные источники излучения. Такие источники появились с созданием в 1932 г. Кокрофтом и Уолтоном установки для ускорения протонов, открытием в 1944 г. Векслером, а в 1945 г. Мак-Милланом принципа автофазировки и быстрым совершенствованием ускорительной техники. Ускорители позволили получить большое количество искусственных радиоактивных нейтронно-дефицитных нуклидов.

Свыше 1000 нейтронно-избыточных радиоактивных нуклидов стали доступны для массового исследования после запусков ядерных реакторов в США (1942 г.) и в СССР (1946 г.).

Появилась возможность исследования все более короткоживущих радионуклидов, а также излучений, возникающих непосредственно в ядерных реакциях или при делении ядер. Экспериментальные исследования стало целесообразно привязывать непосредственно к источникам радиоактивных нуклидов и излучений. На реакторах и ускорителях стали создаваться целые комплексы аппаратуры для проведения ядерно-спектрометрических исследований. Широкое распространение получили ISOL-системы (Isotope Separator On-Line – масс-сепараторы "в линии"). На таких системах последовательно выполняются операции получения и транспортировки нуклидов, их разделения по массам и зарядам. Отобранный пучок ионов может направляться по различным каналам к магнитному или ППД-спектрометру, спектрометру нейтронов и т.д. простой перефокусировкой пучка.

## Глава 1. СПЕКТРОМЕТРИЯ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

### 1.1. Предмет ядерной спектрометрии

Ядерная спектрометрия представляет собой совокупность методов исследования спектров ядерных излучений. Основными источниками ядерных излучений являются радиоактивный распад, ядерные реакции и превращения элементарных частиц. Хотя по экспериментальной технике и по характеру получаемой информации методы исследования радиоактивного распада, ядерных реакций и превращений элементарных частиц частично перекрываются, последний вид исследований фактически отделился и стал самостоятельным разделом ядерной физики – физикой высоких энергий или физикой элементарных частиц. Таким образом, термин “ядерная спектрометрия” используется в основном для обозначения исследований излучений, связанных с радиоактивным распадом и ядерными реакциями. В указанном смысле этот термин понимается и в данной книге.

Предметом изучения в ядерной спектрометрии являются:

- а) принципы действия и устройство спектрометров ядерных излучений, их характеристики, наладка и градуировка;
- б) техника и методика ядерно-спектрометрического эксперимента;
- в) аппаратурные спектры, их виды, характеристики, методы обработки;
- г) интерпретация результатов анализа аппаратурных спектров (восстановление спектров излучений).

Методы ядерной спектрометрии применяются в том или ином виде практически во всех ядерно-физических исследованиях. Они широко используются как при решении фундаментальной задачи ядерной спектроскопии (изучении ядерных энергетических уровней, их свойств и переходов между ними), так и при решении ее прикладных задач (исследовании элементного состава вещества, изучении сопутствующего излучения, а также задач радиометрии, дозиметрии и защиты от излучений).

### 1.2. Характеристики ядер и ядерные превращения

1.2.1. Основные характеристики атомных ядер. Атомное ядро представляет собой квантовую систему и может находиться в различных энергетических состояниях или на разных энергетических уровнях (рис. 1.1). Количество имеющихся в ядре состояний и их энергии зави-

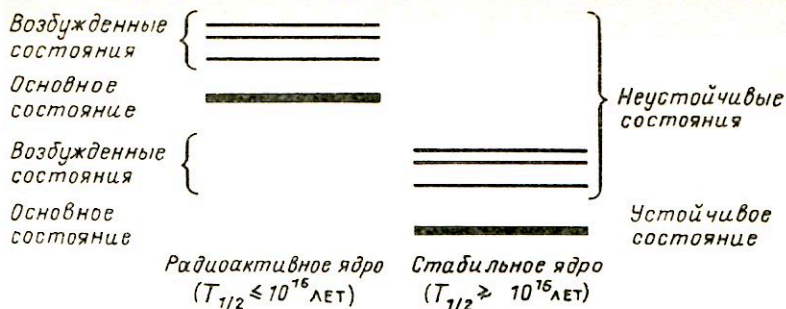


Рис. 1.1. Энергетические состояния ядер

сит от конкретных свойств каждого ядра. Состояние с наименьшим значением энергии называется основным, остальные – возбужденными. Обычно энергию возбужденных состояний измеряют относительно основного состояния, энергию которого принимают за нуль – тогда энергии возбужденных состояний положительны.

Состояния могут быть устойчивыми и неустойчивыми. Состояния ядер считают неустойчивыми, если их время жизни меньше  $10^{15} - 10^{20}$  лет. Все возбужденные состояния неустойчивы. Нуклонные образования с временем жизни меньшим, чем характерное ядерное время (время пролета частицы через ядро  $\tau = R/v \approx 10^{-22}$  с), вообще не считают нуклонно-связанными системами (ядрами). Ядра, имеющие устойчивые состояния, называются стабильными, остальные – радиоактивными. Таким образом, все состояния радиоактивных ядер и возбужденные состояния стабильных ядер являются неустойчивыми. К устойчивым относятся лишь основные состояния стабильных ядер.

В настоящее время известно 107 природных и искусственно полученных элементов, из них 81 элемент имеет стабильные изотопы. Всего известно около 270 стабильных изотопов и, следовательно, около 270 устойчивых состояний. Радиоактивных ядер значительно больше. К настоящему времени их известно около 1800.

На основании полуэмпирических формул для масс ядер (например, формулы Вайскопфа) могут быть очерчены границы всей области существования нуклонно-связанных систем (рис. 1.2). В области ядер со сравнительно малыми атомными номерами наиболее стабильными являются ядра, расположенные вблизи линии (дорожки)  $\beta$ -стабильности, на которой заряд ядра и его массовое число связаны соотношением  $Z = A/(1,98 + 0,15A^{2/3})$ . По мере удаления от этой линии удельная энергия связи нуклонов в ядре уменьшается, уменьшается время жизни ядер, и возрастает энергия распада. При распаде таких ядер могут возникать высоковозбужденные состояния и новые типы ядерных превращений – протонный и двухпротонный распад,  $\beta$ -распад с испусканием задержан-

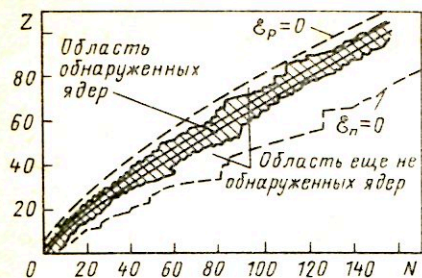


Рис. 1.2. Карта изотопов

ных частиц, задержанное деление и др. Границами устойчивости в этой области являются линии протонной ( $\epsilon_p = 0$ ) и нейтронной ( $\epsilon_n = 0$ ) устойчивости, на которых энергии связи протона  $\epsilon_p$  и нейтрона  $\epsilon_n$  соответственно равны нулю. Точное положение границ пока неизвестно.

С ростом атомного номера ( $A \geq 130$ ) ядра становятся неустойчивыми также к  $\alpha$ -распаду, а затем (при  $Z^2/A \geq 35$ ) и к спонтанному делению. Времена жизни ядер быстро сокращаются. Предполагая подобную закономерность в области больших атомных номеров, можно определить последний, самый тяжелый и сверхкороткоживущий ( $\tau \approx \approx 10^{-22}$  с) элемент. В 40-е годы такой элемент с предполагаемым  $Z$ , равным 112 или 116 получил название "космий". Однако последующие экспериментальные данные пришли в противоречие с этими предположениями, основанными на жидкокапельной модели ядра и гладком барьере деления.

В 60-е годы было обнаружено несколько десятков спонтанно делящихся изомеров, природу которых удалось объяснить введением оболочечных поправок, учитывающих внутреннюю структуру делящихся ядер. Учет этой структуры может существенно нарушить отмеченную выше закономерность уменьшения времени жизни ядер с ростом  $Z$ . Поскольку структурные эффекты максимальны для магических ядер, то особый интерес представляет оценка времени жизни следующего за свинцом-208 дважды магического ядра ( $Z = 114, N = 184$ ). Расчеты по методу оболочечной поправки показывают, что его время жизни может исчисляться миллиардами лет. Если учесть, что подобный эффект должен иметь место и для соседних ядер, то это, по существу, означает, что предсказывается существование острова стабильности в области сверхтяжелых элементов.

Оценки по массовым формулам показывают, что область между границами нуклонной стабильности и устойчивости к спонтанному делению может включать 5–6 тыс. ядер. Это означает, что более 2/3 ядер еще не изучено.

Каждое ядро имеет несколько десятков, а иногда и сотен возбужденных (неустойчивых) состояний. К настоящему времени идентифицировано около  $10^5$  неустойчивых состояний ядер.

Основными характеристиками устойчивых состояний ядер являются: массовое число  $A$ , масса  $M$ , электрический заряд  $Z$ , полная энергия  $E_{\text{я}}$ , спин  $I$ , четность волновой функции  $\pi$ , мультипольные электрические моменты  $Q_L$ , магнитный момент  $\mu$ .

Неустойчивые состояния дополнительно характеризуются временем жизни  $\tau$ , типом и характеристиками перехода, свойствами испускаемых при этом частиц и другими параметрами. Таким образом, каждое состояние ядра имеет около десятка характеристик. Основные характеристики ядер в устойчивых или достаточно долгоживущих состояниях могут быть определены из измерений зарядов и масс этих ядер и анализа оптических спектров их атомов и молекул.

Для установления характеристик неустойчивых состояний ядер исследуют излучения, испускаемые при снятии возбуждения, радиоактивном распаде или в ядерной реакции. В процессе исследований непосредственно определяются энергия, момент количества движения, четность, связанные с излучением. Например, если известен спин устойчивого состояния ядра  $I_{\text{к}}$  и суммарный момент количества движения испущенных частиц  $L$ , то с помощью правил отбора  $|I_{\text{к}} - I_{\text{н}}| \leq L \leq |I_{\text{к}} + I_{\text{н}}|$  можно получить сведения о спине  $I_{\text{н}}$  неустойчивого состояния ядра. То же относится к четности состояния и энергии ядра. Так как подавляющее число состояний ядер являются неустойчивыми, то это означает, что исследование характеристик ядер связано в основном с исследованием ядерных излучений.

Можно отметить несколько важных обстоятельств, вытекающих из приведенных цифр: 1) ядерная спектрометрия — это спектрометрия ядерных излучений; 2) объем ядерных данных огромен ( $10^6 - 10^7$  значений); доля неизученных данных значительно превышает долю изученных.

**Электрический заряд, массовое число, масса.** Электрический заряд  $Z$  определяется количеством протонов в ядре. Он обуславливает химические свойства всех изотопов данного элемента. Массовое число ядра  $A$  равно числу нуклонов. Если ядро содержит  $Z$  протонов и  $N$  нейтронов, то  $A = Z + N$ .

Массу ядер измеряют в атомных единицах массы (за одну атомную единицу массы принимают  $1/12$  часть массы нейтрального атома углерода  $^{12}\text{C}$ ). Масса ядра, содержащего  $Z$  протонов и  $N$  нейтронов, может быть найдена по формуле:  $M = (Zm_p + Nm_n) - W/c^2$ , где  $m_p$  и  $m_n$  — соответственно массы протона и нейтрона;  $W$  — энергия связи нуклонов в ядре (величину  $W/c^2$  иногда называют дефектом массы).

В соответствии с соотношением Эйнштейна покоящемуся ядру с массой  $M$  соответствует энергия покоя  $E = Mc^2$ .

Массовое число и заряд полностью определяют тип ядра. Конкретное ядро (атом) с данными  $A$  и  $Z$  называется нуклоном. Ядра с одинаковыми массовыми числами называются изобарами, с одинаковым зарядом — изотопами, с одинаковым числом нейтронов — изотонами.

**Спин и четность состояния.** В соответствии с моделью ядерных оболочек спин ядра  $I$  определяется орбитальным квантовым числом  $l$  ( $l = 0, 1, 2 \dots$ ), характеризующим орбитальное движение внешних (не спаренных) нуклонов, и их суммарным спином.

Уже в первых опытах по определению спина основных состояний ядер было установлено, что нейтроны и протоны ориентируются в ядре таким образом, что их спины почти полностью компенсируются (максимальный спин ядра не превышает  $11/2$  в постоянных Планка  $\hbar$ , т.е. гораздо меньше  $A/2$ ). Спины возбужденных состояний, как правило, имеют более высокое значение (известны уровни со спином  $41/2$ ). Было также установлено, что у всех ядер в основном состоянии с четным  $A$  — спин целый, у ядер с нечетным  $A$  — полуцелый, а у четно-четных ядер спин равен нулю.

Четность  $\pi$  волновой функции квантовой системы (например, ядра) — это величина, сохранение которой для изолированной квантовой системы является следствием инвариантности законов природы по отношению к пространственной инверсии (к замене правого левым или изменению направления всех координат на обратные). Эта величина действительно сохраняется при ядерных и электромагнитных взаимодействиях. В слабых взаимодействиях этот закон нарушается. Состояния, волновая функция которых при преобразовании инверсии сохраняет знак, называются четными, не сохраняет — нечетными.

Четность сложной квантовой системы (атомного ядра) можно представить в виде произведения внутренних четностей нуклонов на  $(-1)^{\sum l_i}$ , где  $l_i$  — квантовое число, определяющее характер движения данного нуклона в ядре (орбитальное квантовое число). Собственную четность нуклона можно выбрать любой, например положительной. Тогда четность состояния нуклона будет определяться четностью орбитального числа  $l$  этого состояния, а четность системы нуклонов — четностью суммы всех  $l$ . Если сумма  $\sum l_i$  четная, то и система четная, и наоборот. Таким образом, четность ядра может изменяться только в результате испускания или захвата частиц, находящихся в нечетном состоянии.

**Электрические и магнитные моменты ядра.** Как указывалось, заряд ядра  $Z$  определяет число протонов в ядре и химические свойства элемента. Однако свойства ядра зависят также и от распределения и движения заряда в ядре.

Распределение заряда в ядре в данном энергетическом состоянии характеризуют электрические мультипольные моменты  $Q_L$  ( $L$  — мультипольность электрического момента).

Дипольный момент характеризует сдвиг центра инерции протонов относительно центра инерции ядра. Дипольный момент ядер в основном состоянии равен нулю, что говорит о симметричном относительно центра инерции распределении протонов и нейтронов в таких ядрах.

Квадрупольные электрические моменты характеризуют отклонение распределения заряда в ядре от сферически-симметричного и равны нулю при сферически-симметричном распределении (например, для магических ядер).

Величиной, характеризующей движение заряда в ядре, является магнитный момент ядра. В соответствии с моделью ядерных оболочек магнитный момент ядра (так же как и спин) определяется внешними нуклонами, не входящими в состав замкнутых оболочек.

По порядку значения магнитные моменты ядер  $\mu$  близки к значениям магнитных моментов протона и нейтрона и измеряются в ядерных магнетонах  $\mu_0$ :  $\mu = \mu_0 g I$ , где  $g$  — гиромагнитное отношение (множитель Ланде), учитывающее наличие собственных магнитных моментов нуклонов. Магнитные моменты (так же как и спины) почти полностью компенсируются в ядре. Для четно-четных ядер магнитные моменты равны нулю (так как равны нулю их спины).

**Время жизни состояния.** Состояния атомных ядер (в том числе и основные состояния радиоактивных ядер), строго говоря, не являются стационарными и не обладают определенной энергией. Их можно характеризовать только средним значением энергии  $E$  с некоторым разбросом  $\Delta E_e$ , который называют естественной шириной уровня. Если  $\Delta E_e \ll E$ , то состояние называют квазистационарным.

Эксперимент показывает, что зависимость функции  $W(t)$ , характеризующей вероятность сохранения такого состояния, от времени может быть выражена следующим образом:

$$W(t) = \exp(-\Delta E_e t / \hbar), \quad (1.1)$$

где  $\hbar = h/2\pi = 1,054 \cdot 10^{-34}$  Дж · с.

Величина  $\Delta E_e / \hbar = \lambda$  называется постоянной распада и имеет смысл вероятности распада в единицу времени. Время  $t$ , в течение которого вероятность пребывания системы в исходном квазистационарном состоянии уменьшается в  $e$  раз, называется временем жизни состояния  $\tau$ , в 2 раза — периодом полураспада  $T_{1/2}$ . Отсюда можно получить связь между величинами  $\lambda$ ,  $\tau$  и  $T_{1/2}$ :

$$\tau = 1/\lambda; \quad T_{1/2} = \ln 2 / \lambda. \quad (1.2)$$

При распаде состояний несколькими способами каждому из них соответствует свое, так называемое парциальное время жизни  $\tau_i$ . Наблюдаемое время жизни  $\tau$  (среднее время жизни) определяется вероятностями всех переходов из данного состояния.

Времена жизни состояний весьма чувствительны к деталям структуры ядра и, таким образом, могут дать богатую информацию о ядре. Диапазон возможных значений времен жизни весьма широк — от  $10^{-22}$  с до  $10^{20}$  лет. Это связано с широким спектром характеристик



уровней, между которыми происходят переходы. К настоящему времени измерены времена жизни примерно для  $10^4$  состояний.

В начальный период исследований времен жизни (впервые в 1921-м году) было обнаружено несколько длительно существующих (метастабильных) возбужденных состояний ядер, которые назвали изомерными, а ядра, идентичные по нуклонному составу, но находящиеся в разных состояниях, — изомерами.

Исследованные к настоящему моменту времена жизни возбужденных состояний заполняют весь указанный выше диапазон возможных времен жизни непрерывно (например, период полураспада метастабильного состояния  $^{239}\text{Np}$  равен  $5 \cdot 10^3$  лет, а  $^{135}\text{Cs}$  —  $2,8 \cdot 10^{10}$  с). Поэтому при современном уровне знаний это понятие не имеет строгого физического смысла. Строго говоря, все состояния одного ядра следует называть изомерными, так как нуклонный состав ядра всюду одинаков. Тем не менее, в силу сложившейся традиции, и в настоящее время возбужденные состояния с временем жизни  $10^{-5}$  с и более обычно называют изомерными (метастабильными).

**Характеристики переходов.** Ядра, находящиеся в неустойчивых состояниях, переходят в состояния с более низкой энергией. Различают три основных вида переходов или ядерных превращений: электромагнитные переходы, переходы с испусканием  $\beta$ -частиц и переходы с испусканием тяжелых частиц (нуклонов или ядер). Характерное время  $\tau$ , за которое происходит каждый из переходов, если он разрешен энергетически и не запрещен законами сохранения, связано с константой взаимодействия, ответственной за переход. Так, распад с испусканием тяжелых частиц должен происходить за время порядка  $10^{-22}$  с (константа сильного взаимодействия равна единице); электромагнитный переход — за время порядка  $10^{-18}$  с (константа электромагнитного взаимодействия около  $10^{-2}$ );  $\beta$ -переход — за время порядка  $10^{-3}$  с (константа слабого взаимодействия около  $10^{-14}$ ). Однако реальные времена  $\tau$  зависят от физических параметров и правил отбора, характерных для каждого конкретного перехода. Одной из важнейших причин, влияющих на эти времена, является зависимость вероятности перехода от энергии. Так, вероятности электромагнитных переходов с испусканием дипольного, квадрупольного и т.д. излучений пропорциональны третьей, пятой и более высоким степеням энергии соответственно; вероятность  $\beta$ -распада содержит экспоненциальную зависимость от энергии.

Основными характеристиками перехода и испускаемых при этом частиц являются их энергии ( $E_{\pi}$ ,  $E_{\gamma}$ ,  $E_{\alpha}$ , ...) и интенсивности ( $I_{\pi}$ ,  $I_{\gamma}$ ,  $I_{\alpha}$ , ...). Энергия перехода равна разнице в энергии уровней и уносится в виде энергии частиц и атома отдачи. Так, для электромагнитного перехода

$$E_{\pi} = E_j - E_i = E_{\gamma} + E_{\text{отд.}}$$

Понятие интенсивности перехода (а также интенсивности линии) используют для характеристики вероятностей различных переходов при радиоактивном распаде или ядерной реакции. Наряду с термином "интенсивность линии" часто используют аналогичный по смыслу термин "выход частиц", а для  $\gamma$ -квантов — "квантовый выход".

Под абсолютной интенсивностью перехода (интенсивностью линии) понимают среднее число переходов (частиц данного типа), приходящих на один распад ядра.

Выраженное в процентах отношение интенсивности данного перехода (линии) к интенсивности реперного перехода (линии) называют относительной интенсивностью перехода  $I_{\Pi}^{\text{отн}}$  (относительной интенсивностью линии  $I_{\gamma}^{\text{отн}}$ ,  $I_{\alpha}^{\text{отн}}$  ...). За реперный обычно принимают наиболее интенсивный переход, а его интенсивность принимают за единицу.

Интенсивность перехода равна сумме интенсивностей всех конкурирующих процессов, в результате которых осуществляется данный переход. Так, интенсивность электромагнитного перехода равна сумме интенсивностей  $\gamma$ -квантов, электронов внутренней конверсии и электрон-позитронных пар, испускаемых при данном переходе.

**1.2.2. Радиоактивность.** Под радиоактивностью понимают связанное с ядерными превращениями самопроизвольное испускание частиц ядрами. Ядерные превращения могут сопровождаться изменением состава ядра (такие превращения принято называть распадом:  $\alpha$ -распад,  $\beta$ -распад, нуклонный распад, спонтанное деление ядер) или лишь изменением его энергетического состояния (электромагнитный переход). Такие превращения могут сопровождаться любым видом ионизирующих излучений —  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -излучением, испусканием нуклонов, осколков деления, моноэнергетических электронов, рентгеновских квантов и др.

Закон радиоактивного распада (справедливый для любых ядерных превращений) можно вывести из следующих, согласующихся с опытом, предположений: 1) вероятность распада атомного ядра, находящегося в данном энергетическом состоянии, является характеристикой данного состояния ядра, которая не зависит ни от физического или химического состояния атома\*, ни от времени (ядра "не стареют"); 2) распад ядра является случайным событием и подчиняется статистическим законам.

Если предположить, что число исходных ядер  $N_0$  (на момент времени  $t = 0$ ) достаточно велико и  $N(t)$  можно рассматривать как непрерывную величину, то при указанных предположениях среднее число распадающихся за время  $dt$  ядер будет пропорционально  $dt$  и числу имеющихся ядер, т.е.

$$dN = -\lambda N dt. \quad (1.3)$$

\* Для  $e$ -захвата наблюдается слабая зависимость  $\lambda$  от внешних условий.

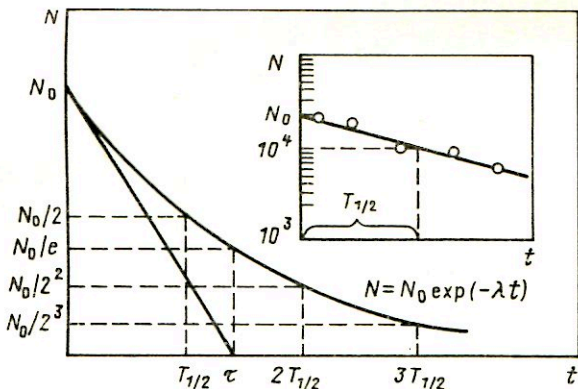


Рис. 1.3. Кривая радиоактивного распада

Интегрирование соотношения (1.3) приводит к выражению для среднего числа нераспавшихся ядер на момент времени  $t$ :

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (1.4)$$

которое называют законом радиоактивного распада [см. также (1.1)].

Среднее число распадов за единицу времени (скорость распада) нуклидов данного типа, содержащихся в источнике, называют активностью  $A$ :

$$A(t) = -dN/dt = \lambda N = A_0 \exp(-\lambda t). \quad (1.5)$$

Можно показать, что среднее время жизни равно

$$\tau = \lambda \int_0^{\infty} t \exp(-\lambda t) dt = 1/\lambda.$$

Очевидно также, что  $N(T_{1/2})/N_0 = \exp(-\lambda T_{1/2}) = 1/2$ , откуда  $T_{1/2} = \ln 2/\lambda = 0,693\tau$ . Физический смысл величин  $\lambda$ ,  $\tau$ ,  $T_{1/2}$  и соотношения между ними те же, что и в (1.1), (1.2).

Распределение  $N(t)$  показано на рис. 1.3. Ширина распределения на половине высоты равна периоду полураспада  $T_{1/2}$ . Касательная к  $N(t)$  в точке  $t = 0$  пересекает ось  $t$  при  $t = \tau$ . В полулогарифмическом масштабе распределение имеет вид прямой линии с наклоном  $-\lambda$ .

**1.2.3. Альфа-распад.** Альфа-распад ядра  $(Z, A)$  становится энергетически возможен, когда для энергии распада  $Q_\alpha$  выполняется условие:

$$\begin{aligned} Q_\alpha &= \{M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M({}_2^4\text{He})\} c^2 \approx \\ &\approx 4 \{ \mathcal{E}({}_2^4\text{He}) - \mathcal{E}(A - 4, Z - 2) \} + A(d\mathcal{E}/dA)dA > 0, \end{aligned} \quad (1.6)$$

где  $\mathcal{E}(A, Z)$  — энергия связи на один нуклон.

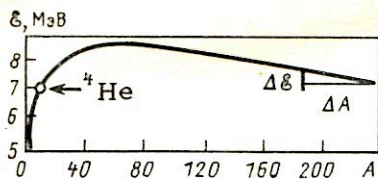


Рис. 1.4. Зависимость удельной энергии связи нуклидов  $\varepsilon$  от массового числа  $A$

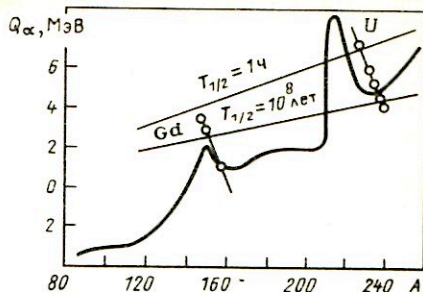


Рис. 1.5. Зависимость энергии  $\alpha$ -распада  $Q_\alpha$  от массового числа  $A$

Из рассмотрения зависимости  $\varepsilon(A)$  (рис. 1.4) можно сделать вывод, что для ядер, расположенных на линии стабильности, условие (1.6) будет выполняться при достаточно больших  $A$ , где  $d\varepsilon/dA < 0$  и  $\varepsilon(A, Z)$  приближается к  $\varepsilon({}_2^4\text{He}) \approx 7,1$  МэВ. Из рис. 1.5 видно, что  $Q_\alpha > 0$  при  $A > 130$ .

За  $\alpha$ -распад ответственно сильное взаимодействие, однако мгновенному распаду (за время  $\tau = R/v$ , где  $R$  — радиус ядра,  $v$  — скорость  $\alpha$ -частицы) препятствует кулоновский барьер высотой  $U_K(R) = Zze^2/R \approx Zz/A^{1/3}$  ( $Z$  и  $z$  — заряды ядра и  $\alpha$ -частицы,  $U_K$  выражено в мегаэлектрон-вольт), и распад происходит путем туннельного перехода  $\alpha$ -частиц через этот барьер.

Для  $\alpha$ -переходов между основными состояниями четно-четных ядер экспериментально наблюдается экспоненциальный рост вероятности  $\alpha$ -распада с увеличением энергии распада (закон Гейгера—Нэттола):  $\lg T_{1/2} = AZ/\sqrt{Q_\alpha} + BZ$ , где  $AZ, BZ$  — эмпирические параметры, зависящие от  $Z$ . Такие переходы называют разрешенными. Все остальные переходы называют запрещенными. Они в той или иной степени ослаблены по сравнению с разрешенными. Правила отбора по спину и четности начального и конечного состояния ядра для  $\alpha$ -перехода определяются только орбитальным моментом  $l$ , уносимым  $\alpha$ -частицей, так как спин  $\alpha$ -частицы равен нулю и ее собственная четность положительна:

$$|I_N - I_K| \leq l \leq I_N + I_K; \quad \pi_N \pi_K = (-1)^l. \quad (1.7)$$

Для разрешенных переходов  $\Delta I = 0$ ;  $l = 0$ .

Большинство  $\alpha$ -радиоактивных ядер имеет следующие характеристики:

$$Z > 82; \quad A > 200; \quad 4 \text{ МэВ} \leq E_\alpha \leq 9 \text{ МэВ}; \quad 10^{10} \text{ лет} \geq T_{1/2} \geq 10^{-7} \text{ с}.$$

Из рис. 1.5 видно, что кривая  $Q(\alpha)$  для ядер, расположенных на линии  $\beta$ -стабильности, имеет два максимума: при  $A \approx 145$  и  $A \approx 212$ .

Первый из них соответствует дочерним ядрам, содержащим магическое число нейтронов ( $N = 82$ ), второй — магическое число протонов ( $Z = 82$ ) и нейтронов ( $N = 126$ ). Первому максимуму со сравнительно малым  $Z$  ( $Z = 57 - 71$ ), а следовательно, и малым  $U_K$  соответствуют редкоземельные элементы ( $^{141}\text{Pr}$ ,  $^{142}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Nd}$ ,  $^{144}\text{Sm}$ ,  $^{150-155}\text{Dy}$  и др.), для которых  $Q_\alpha \approx 2$  МэВ и которые, таким образом, составляют исключение из основного количества  $\alpha$ -радиоактивных нуклидов.

В области между пиками ( $Z = 72 \div 82$ ;  $A = 160 \div 200$ ), где роста  $Q_\alpha$  нет, а  $U_K$  растет,  $\alpha$ -распад маловероятен. Интенсивность  $\alpha$ -распада некоторых ядер, обнаруженных в этой области ( $^{152}\text{Gd}$  с  $T_{1/2} \approx 10^{14}$  лет,  $^{174}\text{Hf}$  с  $T_{1/2} \approx 2 \cdot 10^{15}$  лет) лежит на пределе чувствительности ( $T_{1/2} \approx 10^{17} \div 10^{18}$  лет) методик регистрации. Так что практическая граница  $\alpha$ -радиоактивности соответствует условиям (1.7). Для наглядности на рис. 1.5 проведены линии, соответствующие  $T_{1/2} = 1$  ч и  $T_{1/2} = 10^8$  лет.

С ростом  $Q_\alpha$  прозрачность кулоновского барьера быстро увеличивается, и при  $Q_\alpha \geq 9$  МэВ  $\alpha$ -распад происходит практически мгновенно (для тяжелых ядер  $U_K \approx 25$  МэВ). Таким образом,  $\alpha$ -частица эффективно проходит кулоновский барьер при  $Q_\alpha \geq U_K/3$ .

Для всей совокупности ядер, претерпевающих  $\alpha$ -распад (включая ядра, находящиеся за пределами линии  $\beta$ -стабильности), зависимость  $Q_\alpha(A)$  сложнее. Кружками на рис. 1.5 показан ход зависимости  $Q_\alpha(A)$  для изотопов нескольких элементов. С удалением от линии  $\beta$ -стабильности в области нейтронно-избыточных ядер падает энергия  $\alpha$ -распада и быстро растет вероятность конкурирующего  $\beta$ -распада, так что в этой области граница наблюдаемых  $\alpha$ -радиоактивных ядер довольно резкая.

В области нейтронно-дефицитных ядер  $\alpha$ -распад успешно конкурирует с  $e$ -захватом и  $\beta^+$ -распадом, и граница здесь менее резкая. Альфа-распад наблюдается практически во всем диапазоне между пиками кривой  $Q_\alpha(A)$ , вплоть до редкоземельных элементов.

С ростом  $Z$  (при  $Z^2/A \geq 35$ ) наряду с  $\alpha$ -распадом большую роль начинает играть спонтанное деление ядер, которое при  $Z \geq 103$  является преобладающим.

К настоящему времени исследовано около 230  $\alpha$ -радиоактивных нуклидов. Из них около 30 нуклидов относятся к естественным радиоактивным семействам: урана (родоначальник  $^{238}\text{U}$ ), тория (родоначальник  $^{232}\text{Th}$ ) и актиния (родоначальник  $^{235}\text{U}$ ).

Баланс энергии при  $\alpha$ -распаде выглядит следующим образом:

$$Q_\alpha = E_\alpha + E_{\text{отд}} + E_{\text{возб}}, \quad (1.8)$$

где  $E_\alpha$  — энергия вылетевшей  $\alpha$ -частицы;  $E_{\text{отд}}$  — энергия атома отдачи;  $E_{\text{возб}}$  — энергия возбуждения дочернего ядра.

**1.2.4. Бета-распад.** Различают три вида  $\beta$ -распада;  $\beta^-$ -распад,  $\beta^+$ -распад и  $e$ -захват ( $K$ -захват,  $e$ -захват). При  $\beta^-$ -распаде испускается электрон и электронное антинейтрино, при  $\beta^+$ -распаде — позитрон и электронное нейтрино, при  $e$ -захвате материнское ядро поглощает один из своих орбитальных электронов и превращается в дочернее ядро, испуская при этом электронное нейтрино.

Бета-распад ядра ( $Z, A$ ) становится энергетически возможен, когда для энергии распада  $Q_\beta$  (в предположении нулевой энергии покоя нейтрино) выполняются условия:

$$Q_\beta = [M_a(Z, A) - M_a(Z + 1, A)] c^2 > 0 \quad (1.9)$$

для  $\beta^-$ -распада;

$$Q_\beta = [M_a(Z, A) - M_a(Z - 1, A) - 2m] c^2 > 0 \quad (1.10)$$

для  $\beta^+$ -распада;

$$Q_\beta = [M_a(Z, A) - M_a(Z - 1, A) - \epsilon_e] c^2 > 0, \quad (1.11)$$

для  $e$ -захвата,

где  $\epsilon_e$  — энергия связи электрона в атоме, а  $m$  — масса электрона (позитрона).

Поправка  $2m$  для  $\beta^+$ -распада связана с тем, что за пределами атома ( $Z - 1, A$ ) оказываются позитрон и атомный электрон, в то время как в случае  $\beta^-$ -распада вылет электрона компенсируется захватом дополнительного атомного электрона, а при  $e$ -захвате атом покидает лишь нейтрино. Испускание позитрона в обычном веществе фактически означает дополнительное освобождение энергии  $2mc^2$ , которая выделяется при аннигиляции электрона и позитрона. Если учесть эту энергию, то  $Q_\beta$  при  $\beta^+$ -распаде будет на  $2mc^2$  больше.

Необходимо иметь в виду, что в выражении (1.9) — (1.11) кроме энергии связи нуклонов входит и энергия связи электронов, и она может составлять существенную часть, если  $Q_\beta$  мало. Из условий (1.9) — (1.11) вытекает, что, вообще говоря, не должно существовать двух соседних по заряду стабильных изобар. Исключения возможны лишь тогда, когда соответствующие переходы запрещены.

При выполнении (1.10) одновременно выполняется и условие (1.11). Поскольку даже для самого тяжелого из хорошо изученных к настоящему времени нуклонов — курчатовия ( $Z = 104$ ) — максимальная энергия связи электрона в атоме  $\epsilon_e = 156$  кэВ, что значительно меньше  $2mc^2 = 1022$  кэВ, то  $\beta^+$ -распаду всегда сопутствует  $e$ -захват. В то же время  $e$ -захват может происходить, когда  $\beta^+$ -распад энергетически невозможен, т.е. когда  $[M_a(Z, A) - M_a(Z - 1, A)] c^2 < 2mc^2$ .

При  $e$ -захвате наиболее вероятен захват электронов с  $K$ -оболочки атома, поэтому этот процесс часто называют  $K$ -захватом, хотя наряду

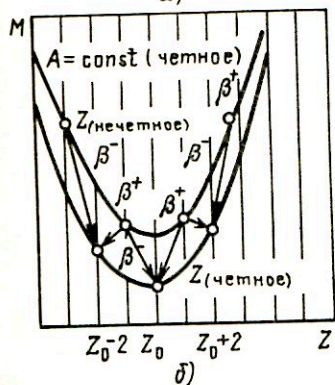
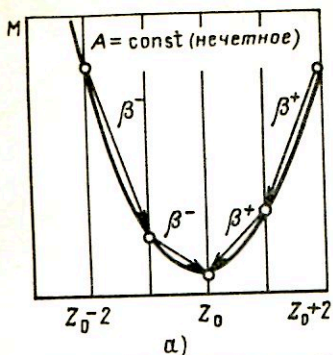


Рис. 1.6. Зависимость массы изобаров от заряда  $Z$ :

○ — ядра; → — переходы (распады)

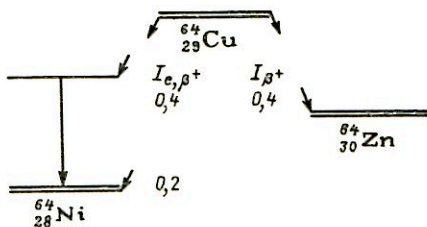


Рис. 1.7. Схема распада  $^{64}\text{Cu}$

с этим наблюдается также захват электронов с  $L$ -,  $M$ -оболочек и т.д. (чаще всего тогда, когда энергии недостаточно для отрыва  $K$ -электрона).

Вероятность  $e$ -захвата увеличивается с ростом  $Z$ , так как у тяжелых ядер  $K$ -оболочка расположена ближе к ядру. Эта вероятность зависит также от состояния электронной оболочки материнского атома.

Поэтому она может зависеть от физико-химического состояния вещества, в состав которого входят распадающиеся ядра.

Ядра, расположенные ниже линии  $\beta$ -стабильности (рис. 1.2), испытывают, как правило,  $\beta^-$ -распад, выше —  $\beta^+$ -распад и  $e$ -захват. Как видно из рис. 1.6, для нечетно-нечетных ядер сразу могут выполняться все три условия (1.9) — (1.11), и они могут претерпевать все три вида  $\beta$ -превращений. Примером является ядро  $^{64}\text{Cu}$  (рис. 1.7).

Поскольку для ядер с четным  $A$  зависимости  $M(Z)_{A=\text{const}}$  или  $\mathcal{E}(Z)_{A=\text{const}}$  описываются фактически двумя параболой [одна для четно-четных, другая — для нечетно-нечетных ядер (рис. 1.6)], то среди четно-четных ядер с достаточно большим  $A$  возможно существование двух и даже трех стабильных изобар  $(Z-2, A)$ ,  $(Z, A)$ ,  $(Z+2, A)$  с разной массой. Как видно из того же рисунка, в этом случае энергетически запрещен последовательный  $\beta^-$ -распад вида  $(Z-1, A) \rightarrow (Z, A) \rightarrow (Z+1, A)$  и переход в состояние с меньше массой возможен лишь через двойной  $\beta$ -распад, вероятность которого чрезвычайно мала ( $T_{1/2} > 10^{21}$  лет).

Полный момент количества движения (МКД), уносимый частицами при  $\beta$ -распаде, равен  $L = l + s$ , где  $l$  — орбитальный МКД,  $s$  — спиновый.

Переходы, для которых  $l = 0$ , называются разрешенными. Для них выполняется условие  $\pi_n \pi_k = +1$ . Полный МКД  $L$  для таких переходов связан только со спинами частиц, которые могут быть параллельны ( $s_e + s_\nu = 1$ ) и антипараллельны ( $s_e + s_\nu = 0$ ), и, следовательно, полный МКД может быть равен единице или нулю.

Для случаев антипараллельных спинов  $L = s_e + s_\nu + l_e + l_\nu = 0$  и из правила отбора по спину следует, что  $\Delta I = I_n = I_k = 0$ . Такие переходы называются синглетными (фермиевскими). Условие  $\Delta I = 0$  для таких переходов называют правилом отбора Ферми.

Для случая параллельных спинов  $L = s_e + s_\nu + l_e + l_\nu = 1$  и, следовательно,  $\Delta I = 0, \pm 1$ . Такие переходы называются триплетными (гамов-теллеровскими). Условие  $\Delta I = 0, \pm 1$  называют правилом отбора Гамова — Теллера.

Видно, что если  $I_n = I_k = 0$ , то испускание триплетного излучения запрещено, поэтому переходы типа  $0 \rightarrow 0$  должны быть фермиевскими. Переходы с  $\Delta I = \pm 1$  могут быть только гамов-теллеровскими. Переходы с  $\Delta I = 0, I_n \neq 0$  могут быть смешанными.

Таким образом, для разрешенных переходов выполняются следующие правила отбора:  $\pi_n \pi_k = +1$ ;  $\Delta I = 0, \pm 1$ .

Переходы, для которых  $l \neq 0$ , называются запрещенными. Классификация запрещенных переходов производится в соответствии со значением спинов и четностей состояний, между которыми происходит переход.

Переходы, для которых выполняются условия  $\pi_n \pi_k = (-1)^n$ ,  $\Delta I = \pm n$ , называют  $n$ -кратно запрещенными неуникальными переходами, а при условии  $\pi_n \pi_k = (-1)^n$ ,  $\Delta I = \pm (n + 1)$  —  $n$ -кратно запрещенными уникальными переходами (кроме разрешенных переходов с  $\Delta I = 0, \pm 1$ ). Форма энергетических  $\beta$ -спектров для уникальных переходов существенно отличается от формы  $\beta$ -спектров разрешенных переходов.

Кроме правил отбора по спину и четности существуют и другие факторы, приводящие к дополнительному замедлению распадов. На их основе формулируются дополнительные правила отбора, например правила отбора по изоспину, по асимптотическим квантовым числам.

Скорости  $\beta$ -распада, являющегося следствием слабого взаимодействия, весьма различны. Диапазон времен жизни для  $\beta$ -распада изменяется от  $10^{-3}$  с (при этом энергия  $\beta$ -распада становится сравнимой с энергией связи нуклонов в ядрах) до более чем  $10^{18}$  лет, и для двойного  $\beta$ -распада до более чем  $10^{21}$  лет.

Скорость  $\beta$ -распада сильно зависит от энергии  $\beta$ -распада  $Q_\beta$ , возрастающая с ее ростом, и от разницы значений спинов исходного и конечного ядер (степени запрещенности переходов).



Для характеристики  $\beta$ -переходов вводят параметр  $ft$  — так называемый приведенный период полураспада. Здесь  $t$  — период полураспада, а функция  $f$  определяется выражением

$$f(Z, E_0) = \int_1^{E_0} pE(E_0 - E)^2 F(\pm Z, E) dE, \quad (1.12)$$

где  $p$  — импульс испускаемой  $\beta$ -частицы;  $E, E_0$  — энергия и максимальная (граничная) энергия  $\beta$ -частицы соответственно;  $F(\pm Z, E)$  — функция Ферми для электронов и позитронов (она описывает действие кулоновского поля атома на  $\beta^\pm$ -распад). Функцию  $f$  можно определить экспериментально, измерив  $E_0$  и зная  $Z$ , или использовать табулированные значения  $f$ .

Для анализа спинов и четностей состояний ядер используют значение десятичного логарифма  $\lg ft$ . По значению  $ft$  или ее логарифма можно судить о типе распада. Так, для наиболее простых случаев  $\beta$ -распада (распад нейтрона, трития, легких ядер)  $ft$  имеет наименьшее значение около  $10^3$  с ( $\lg ft \approx 3$ ), хотя периоды полураспада могут различаться на много порядков. Это так называемые сверхразрешенные переходы (безусловно разрешенные, облегченные). Для средних ядер  $ft \approx 10^5$  с. Это разрешенные или нормально разрешенные переходы. Запрещенные переходы имеют большие  $ft$ , и чем больше степень запрета, тем больше  $ft$ . Например, переход  $^{137}\text{Cs} \rightarrow ^{137}\text{Ba}$  имеет  $\Delta I = 2$ ,  $ft = 10^9$  с. Такой же порядок ( $10^9$  с) имеет  $ft$  для  $\beta$ -перехода  $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$ . В этом случае  $\Delta I = -1$ , но  $\pi_n \pi_k = -1$ . Переход  $^{10}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{B}$  имеет  $\Delta I = 3$ ,  $ft = 10^{14}$  с.

Энергетический баланс для  $\beta$ -распада выглядит следующим образом:

$$Q_\beta = E_\beta + E_\nu + E_{\text{отд}} + m_\nu c^2 + E_{\text{возб}}. \quad (1.3)$$

Наблюдаемые абсолютные значения  $Q_\beta$  лежат в очень широком диапазоне энергий от 0,019 МэВ у  $^3\text{H}$  до 16,4 МэВ у  $^{12}\text{N}$ , так как у  $\beta$ -распада не существует ограничений по выделяемой энергии.

Известно около 30 естественных  $\beta$ -активных нуклидов и около 2 тыс. искусственно полученных нейтронно-дефицитных ( $\beta^+$ -активных) и нейтронно-избыточных ( $\beta^-$ -активных) нуклидов.

При  $e$ -захвате  $E_\beta = 0$ , и испускаются моноэнергетические нейтрино. Из-за чрезвычайно слабого взаимодействия с веществом (сечение взаимодействия нейтрино с ядром около  $10^{-44}$  см<sup>2</sup>) нейтрино зарегистрировать очень трудно, а энергия ядер отдачи слишком мала. Поэтому единственным способом идентификации  $e$ -захвата является регистрация характеристического рентгеновского излучения, сопровождающего  $e$ -захват.

**1.2.5. Нуклонный распад.** При удалении от полосы стабильности в сторону нейтронного избытка энергия связи нейтрона в ядре падает, а

Рис. 1.8. Схема эмиссии запаздывающих нейтронов

энергия  $\beta$ -распада ядер растет и в пределе (на линии  $\mathcal{E}_n = 0$ ) достигает 25 – 35 МэВ. Когда эта энергия становится больше энергии связи нейтрона  $Q_\beta > \mathcal{E}_n$ , появляется возможность эмиссии запаздывающих нейтронов. Вероятность такой эмиссии растет с удалением от линии стабильности.

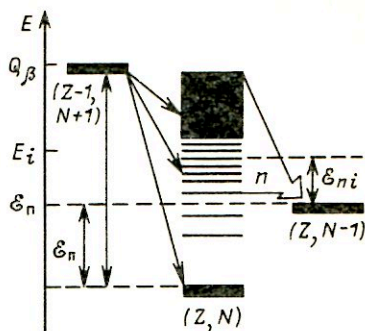


Схема эмиссии запаздывающих нейтронов показана на рис. 1.8. Возбужденные состояния ядра-излучателя  $(Z, N)$ , с которых происходит эмиссия запаздывающих нейтронов, заселяются при  $\beta^-$ -распаде ядра-предшественника  $(Z - 1, N + 1)$ .

При распаде ядра-излучателя  $(Z, N)$  на основное состояние ядра  $(Z, N - 1)$  (эксперимент показывает, что распад происходит преимущественно именно таким образом) нейтроны испускаются с энергией  $E_{ni} = E_i - \mathcal{E}_n$ , где  $E_i$  – энергия возбуждения ядра-эмиттера. Время жизни основного состояния ядра-предшественника, с которого происходит заселение  $n$ -распадных уровней, всегда больше времени жизни этих возбужденных состояний, поэтому скорость спада интенсивности запаздывающих нейтронов определяется временем жизни ядра-предшественника.

Для характеристики количества выпускаемых запаздывающих нейтронов вводят понятие выхода нейтронов или вероятности испускания нейтронов  $p_n$ , которая определяется как отношение количества выпускаемых нейтронов к числу актов распада ядра-предшественника  $(Z - 1, N + 1)$ .

В настоящее время известно более 70 излучателей запаздывающих нейтронов. Большая часть их получена в качестве осколков деления, так как при делении получают в основном нейтронно-избыточные нуклиды и значительную часть из них составляют нуклиды, для которых выполняется условие  $Q_\beta > \mathcal{E}_n$ .

Основные излучатели запаздывающих нейтронов среди продуктов деления объединяют в группы в соответствии с характерным периодом полураспада ядра-излучателей. Принято рассматривать шесть групп таких излучателей с характерными периодами полураспада примерно от 0,2 с до 1 мин. Запаздывающие нейтроны играют важную роль в управлении ядерными реакторами, так как придают реактору некоторую инерцию и тем самым делают его легко управляемым.

Дальнейшее продвижение в область нейтронно-избыточных нуклидов приводит к ядрам, для которых энергия связи нейтрона отрицательна ( $\mathcal{E}_n < 0$ ). Такие ядра являются нестабильными по отношению

к нейтронному распаду. Однако эти нуклонные образования нельзя считать нуклонно-связанными системами (ядрами), так как они распадаются за время порядка ядерного ( $\tau \sim 10^{-22}$  с). Поэтому все известные излучатели нейтронов являются излучателями запаздывающих нейтронов и испускают их из возбужденных состояний.

При удалении от полосы стабильности в сторону нейтронного дефицита падает энергия связи протона в ядре и растет энергия  $\beta^+$ -распада. В определенный момент наступает ситуация, когда  $Q_\beta > \mathcal{E}_p$  и появляется энергетическая возможность испускания запаздывающих протонов.

Схема эмиссии запаздывающих протонов подобна схеме, изображенной на рис. 1.8, только предшественником является нуклид  $(Z + 1, N - 1)$ , а дочерним — нуклид  $(Z - 1, N)$ . Испускание протона происходит после  $\beta^+$ -распада или  $e$ -захвата. Если энергия протона ниже высоты кулоновского барьера, протон выходит за пределы ядра с помощью туннельного эффекта. В настоящее время открыто более 50 излучателей запаздывающих протонов. В этой же области возможен процесс испускания запаздывающих  $\alpha$ -частиц.

Среди нуклидов с малой положительной энергией связи протонов возможно существование протонно-нестабильных изомеров. В этом случае задержка в вылете протонов связана с кулоновским и центробежным барьерами. Примером протонно-нестабильного изомера является  ${}^57\text{Co}$ .

Дальнейшее продвижение в область нейтронно-дефицитных нуклидов приводит к ядрам, для которых энергия связи протона отрицательна ( $\mathcal{E}_p < 0$ ). Для них становится возможным протонный распад из основного состояния. Задержка вылета протона здесь определяется вероятностью туннельного эффекта через кулоновский барьер. К настоящему времени идентифицировано несколько излучателей протонов  ${}^{109}\text{I}$ ,  ${}^{113}\text{Cs}$ ,  ${}^{147}\text{Tm}$  и др. Перенасыщенные протонами нуклиды четных по  $Z$  элементов за счет эффекта спаривания могут оказаться нестабильными относительно испускания двух протонов сразу.

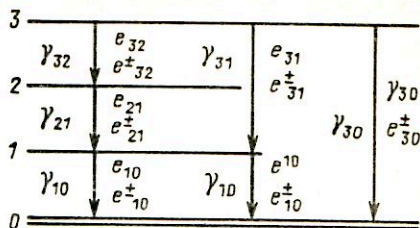
**1.2.6. Электромагнитные переходы.** Ядра, находящиеся в возбужденном состоянии, переходят в состояние с меньшей энергией в основном путем испускания  $\gamma$ -квантов, электронов внутренней конверсии и электрон-позитронных пар. Такие переходы обусловлены электромагнитным взаимодействием и называются электромагнитными.

Полная вероятность  $\lambda$  всех электромагнитных переходов с данного возбужденного уровня определяет время его жизни  $\tau$  (рис. 1.9):

$$1/\tau_j = \lambda_j = \sum_i (\lambda_{ji\gamma} + \lambda_{jie} + \lambda_{jie\pm}), \quad (1.14)$$

где  $\lambda_{ji\gamma}$ ,  $\lambda_{jie}$ ,  $\lambda_{jie\pm}$  — вероятности  $i$ -го  $\gamma$ -перехода с  $j$ -го уровня,  $i$ -го перехода с  $j$ -го уровня с испусканием электронов внутренней конверсии и электрон-позитронных пар соответственно.

Рис. 1.9. Схема электромагнитных переходов



Переход может быть однократным, когда ядро сразу переходит в основное состояние (рис. 1.9) (переходы  $1 \rightarrow 0$ ,  $3 \rightarrow 0$ ), или каскадным, когда ядро переходит в основное состояние путем ряда последовательных переходов (переходы  $3 \rightarrow 1 \rightarrow 0$  или  $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ ).

При достаточно высоких энергиях возбуждения, а также в случае, если указанные виды переходов ослаблены правилами отбора, разрядка возбужденного состояния возможна также путем испускания двух  $\gamma$ -квантов,  $\gamma$ -кванта и электрона,  $\beta$ -распада, путем испускания нуклонов или еще более сложных образований.

Каждый переход характеризуется значениями спинов и четностей начального ( $I_n, \pi_n$ ) и конечного ( $I_k, \pi_k$ ) состояний. Возникающее при переходе излучение уносит момент количества движения  $L$ , определяющий мультипольность перехода (излучения).

Переход может быть электрическим  $EL$  ( $E1$  — дипольный,  $E2$  — квадрупольный и т.д.) и магнитным  $ML$  ( $M1$  — дипольный,  $M2$  — квадрупольный и т.д.).

Эти переходы связаны соответственно с перераспределением электрического заряда и электрического тока и спинов в ядре. В соответствии с правилами отбора по четности четность начального и конечного состояний ядра и момент количества движения, уносимый излучением, должны быть связаны соотношениями:  $\pi_n \pi_k = (-1)^L$  — для электрического перехода и  $\pi_n \pi_k = (-1)^{L+1}$  — для магнитного перехода. В соответствии с правилом отбора по моменту количества движения между моментами начального  $I_n$  и конечного  $I_k$  состояний ядра и моментом  $L$  должно выполняться условие:  $|I_n - I_k| \leq L \leq I_n + I_k$ .

Переход может иметь смешанную мультипольность:  $E0 + M1 + E2 + \dots$  — для четных переходов ( $\pi_n \pi_k = +1$ ) и  $E1 + M2 + E3 + \dots$  — для нечетных переходов ( $\pi_n \pi_k = -1$ ). Вероятность магнитной компоненты относится к вероятности электрической (при одинаковых  $L$ ) как  $(\mu/d)^2 \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ , где  $\mu$  — магнитный, а  $d$  — электрический момент ядра.

Вероятность  $\gamma$ -перехода для высоких мультипольностей пропорциональна  $(R/\lambda)^2 L$ , где  $R$  — радиус ядра,  $\lambda$  — длина волны излучения. При  $E_\gamma \approx 1$  МэВ  $R/\lambda \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ . Следовательно, при увеличении  $L$  на единицу вероятность перехода уменьшается в  $10^4 - 10^6$  раз. Поэтому компоненты  $E4$  и  $M4$  практически не наблюдаются.

Таким образом, основной вклад в переход дают мультиполи с двумя наименьшими  $L$  ( $L_1 = |\Delta I|$  и  $L_2 = |\Delta I| + 1$ ), разрешенными правилами отбора:  $EL_1 + ML_2$  или  $ML_1 + EL_2$ . Исключение составляют компоненты  $E1$ , которые, как правило, сильно ослаблены, и компоненты  $E0$ , которые встречаются редко и обычно не имеют большой интенсивности. В подавляющем числе известных случаев смешанных мультипольностей имеет место смесь  $M1+E2$  с  $\pi_n \pi_k = +1$ .

Поскольку  $L \geq 1$  (в природе не существует электромагнитного монополюсного излучения), то переходы  $0 \rightarrow 0$  ( $I_n = I_k = 0$ ) с испусканием одного кванта запрещены. Они могут происходить, например, путем внутренней конверсии электронов или испусканием двух фотонов или другими путями. Это переходы  $E0$ . Переходы  $M0$  не существуют, так как не существует свободных магнитных зарядов.

Если  $I_n = 0$  или  $I_k = 0$ , то полностью запрещенными являются либо электрические, либо магнитные переходы, и излучение в этом случае должно иметь чистую мультипольность  $L = I$  и быть электрическим или магнитным.

Количественную информацию о составе мультипольной смеси можно представить, например, в виде коэффициента смешивания мультипольностей  $\delta^2$  — доли излучения высшей мультипольности в радиационном переходе

$$\delta_+^2 = \delta^2 \left( \frac{E2}{M1} \right) = \frac{\gamma^{E2}}{\gamma^{M1}}; \quad \delta_-^2 = \delta^2 \left( \frac{M2}{E1} \right) = \frac{\gamma^{M2}}{\gamma^{E1}}, \quad (1.15)$$

где  $\gamma^{E2}$  и  $\gamma^{M1}$  — компоненты соответственно  $E2$  и  $M1$  в интенсивности  $\gamma$ -излучения. Если переход имеет чистую мультипольность, то  $\delta^2$  обращается в нуль (чистая низшая мультипольность) или в бесконечность (чистая высшая мультипольность).

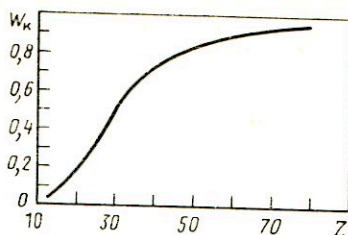
При внутренней конверсии энергия возбуждения ядра  $E$  передается непосредственно одному из орбитальных электронов, как правило, с ближайших к ядру оболочек атома. При этом часть энергии возбуждения затрачивается на отрыв электрона (если отрыв происходит с  $i$ -й оболочки, то затрачивается энергия связи электрона  $E_i$  на этой оболочке).

Процессы испускания  $\gamma$ -квантов и электронов внутренней конверсии при заданном начальном и конечном состояниях ядра конкурируют друг с другом. Отношение вероятности внутренней конверсии к вероятности испускания  $\gamma$ -квантов называется коэффициентом внутренней конверсии:

$$a = I_e/I_\gamma = \sum_i a_i = \sum_i I_{ei}/I_\gamma = a_K + a_L + \dots, \quad (1.16)$$

где  $I_e$ ,  $I_\gamma$  — полная интенсивность электронов внутренней конверсии и  $\gamma$ -квантов, испускаемых в переходе;  $a_K$ ,  $a_L$  — коэффициент внут-

Рис. 1.10. Зависимость выхода флюоресценции  $W_K$  от заряда  $Z$



ренной конверсии соответственно для электронов на  $K$ -,  $L$ -оболочках;  $I_{ei}$  — интенсивность электронов внутренней конверсии с оболочки  $i$  ( $i = K, L \dots$ ).

В результате испускания электрона внутренней конверсии атом становится возбужденным, поскольку в одной из его оболочек не хватает электрона. В течение около  $10^{-15}$  с вакансия заполняется электроном с внешней электронной оболочки. При этом образуется соответствующее характеристическое рентгеновское излучение или испускаются оже-электроны.

Эмиссия электрона внутренней конверсии наиболее вероятна с  $K$ -оболочки и реже с  $L$ -,  $M$ ... оболочек. Если же энергия возбуждения ядра меньше энергии связи электрона на  $K$ -оболочке, то конверсия идет на  $L$ -,  $M$ ... оболочках. Заполнение вакансии в  $K$ -оболочке происходит также преимущественно за счет электронов из ближайшей  $L$ -оболочки. При этом испускается рентгеновский квант с энергией  $E_p = E_K - E_L$  или электрон Оже с кинетической энергией  $E_e = E_K - E_{2L}$ , где  $E_L$ ,  $E_{2L}$  — энергия связи одного и двух электронов на  $L$ -оболочке. После заполнения вакансии на  $K$ -оболочке атом оказывается ионизированным на более высоких оболочках, поэтому далее в нем происходят низкоэнергетические электронные переходы и присоединение недостающих электронов.

Рентгеновское излучение и испускание электронов Оже являются конкурирующими процессами, обусловленными образованием вакансий на электронных оболочках атома. Вероятность рентгеновского излучения характеризуется выходом флюоресценции  $W$ , который зависит от атомного номера нуклида и определяет долю вакансий, приводящих к рентгеновскому излучению при снятии возбуждения атома:

$$W_i = I_{pi} / (I_{pi} - I_{Oжеi}) = I_{pi} / I_{ei}, \quad (1.17)$$

где  $I_{pi}$ ,  $I_{Oжеi}$  — интенсивность рентгеновского излучения и электронов Оже  $i$ -й серии. На рис. 1.10 показана зависимость  $W(Z)$ .

Энергия электромагнитного перехода  $E_{\pi}$  равна разности энергий уровней, между которыми происходит переход, и заключена обычно в пределах от 10 кэВ до 5 МэВ, т.е. меньше энергии отделения нуклона (при больших энергиях вероятность электромагнитного перехода становится малой).

Ядро может оказаться в возбужденном состоянии по разным причинам. После  $\alpha$ -распада ядра образуются обычно с энергией возбуждения менее 0,5 МэВ из-за быстрого уменьшения вероятности  $\alpha$ -распада с уменьшением энергии  $\alpha$ -частиц.

Вероятность  $\beta$ -распада определяется более слабой функцией энергии (порядка  $E_\beta^5$ ), чем вероятность  $\alpha$ -распада. Поэтому энергии возбуждения ядер после  $\beta$ -распада больше и достигает 2,5–3 МэВ. Большие энергии возбуждения — вплоть до энергии отделения нуклона (порядка 10 МэВ) можно получить в ядерных реакциях и при делении ядер.

Если квант с энергией  $E_\gamma$  или конверсионный электрон с энергией  $E_e$  испущены неподвижным свободным атомом, то из законов сохранения энергии и импульса следует, что энергии переходов будут соответственно равны

$$E_{\text{п}} = E_\gamma + \frac{1}{2} \left( \frac{E_\gamma}{mc^2} \right)^2 \frac{m}{M} mc^2; \quad (1.18)$$

$$E_{\text{п}} = E_e + E_e \left( \frac{E_e}{mc^2} + 2 \right) \frac{m}{2M} + E_i, \quad (1.19)$$

где  $M$  — масса атома, возникшего после вылета  $\gamma$ -кванта или электрона конверсии;  $E_i$  — энергия связи для оболочки, с которой вылетел электрон.

При  $E = 1$  МэВ и  $A = 100$  второе слагаемое составляет 5,2 эВ при  $\gamma$ -излучении и 10,4 эВ при электронной конверсии.

Основная часть  $\gamma$ -квантов, образующихся в ядерных реакциях ( $p, \gamma$ ), ( $n, \gamma$ ) и других или при делении ядер, испускается составным ядром или осколками деления за времена  $10^{-12} - 10^{-9}$  с и обычно называется мгновенным  $\gamma$ -излучением. Оно уносит основную часть энергии  $\gamma$ -излучения, сопровождающего ядерные реакции. Другая часть  $\gamma$ -квантов испускается за времена  $10^{-9} - 10^{-3}$  с и называется запаздывающим  $\gamma$ -излучением.

Гамма-кванты, испускаемые после  $\beta$ -процессов (времена, большие  $10^{-3}$  с), относят к излучению радиоактивных продуктов деления или ядерной реакции. Большинство возбужденных состояний, образующихся при распаде, имеют времена жизни менее  $10^{-8}$  с.

Некоторые возбужденные состояния могут иметь и значительно большие времена жизни — их часто называют изомерными или метастабильными состояниями (см. выше). Очевидно, что с распадом этих состояний и связано запаздывающее излучение.

Энергия электромагнитного перехода может быть и больше энергии отделения нуклона (до 10 МэВ и более), если испускание нуклона почему-либо затруднено. Например, испускание нуклона может быть запрещено по четности и моменту количества движения (испускание

$\gamma$ -квантов с энергией 17 МэВ в реакции  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$ ). В реакциях радиационного захвата медленных нейтронов вылет  $\gamma$ -квантов оказывается более вероятным, так как для испускания нейтрона необходима концентрация всей энергии возбуждения на одном нуклоне.

Малые времена жизни характерны для переходов с малым  $|\Delta I|$  и большой энергией  $E_{\pi}$ . С ростом мультипольности перехода и с уменьшением его энергии время жизни быстро возрастает. Поэтому при большой разнице в моменте количества движения между возбужденным и основным уровнями ядра обычно происходит каскадный переход. Однако если промежуточных уровней нет, что характерно для низколежащих (с малой энергией возбуждения) возбужденных уровней, то такой уровень является долгоживущим, метастабильным. Метастабильным может быть и промежуточный уровень, если его момент количества движения также существенно отличается от момента количества движения основного состояния.

Ядерные изомеры известны преимущественно среди  $\beta$ -радиоактивных нуклидов, но встречаются и среди стабильных. Во втором случае разряжается только метастабильное состояние (как правило, путем электромагнитного перехода).

В случае  $\beta$ -радиоактивного нуклида переходы осуществляются со всех изомерных уровней — с метастабильных преимущественно электромагнитные переходы, а из основного состояния —  $\beta$ -распад (рис. 1.11, а). При этом у нуклида будут наблюдаться два [а при двух метастабильных состояниях (рис. 1.11, б) и три] различных периода полураспада.

Если вероятность электромагнитного перехода из метастабильного состояния становится сравнимой с вероятностью  $\beta$ -распада, то из метастабильных состояний возможен независимый  $\beta$ -распад (рис. 1.11, в). При больших  $|\Delta I|$   $\beta$ -распад может оказаться единственным каналом разрядки метастабильного состояния. Более того, существуют стабильные в основном состоянии нуклиды, которые могут претерпевать  $\beta$ -распад только из метастабильного состояния (рис. 1.11, б).

Как видно из приведенных схем распада, независимый  $\beta$ -распад метастабильных состояний происходит преимущественно на такие уровни дочернего ядра, спины которых близки к спинам распадающихся состояний.

При энергии перехода  $E_{\pi} > 2mc^2$  в кулоновском поле ядра может образоваться электрон-позитронная пара, которая и уносит всю энергию возбуждения. Вероятность этого процесса, называемого парной конверсией, мала по сравнению с вероятностью  $\gamma$ -излучения и растет с увеличением энергии перехода. Вблизи порога доля парной конверсии составляет около  $10^{-4}$  от  $\gamma$ -переходов, а при энергии возбуждения, близкой к энергии связи нуклона в ядре, около  $10^{-3}$ . В переходах  $0 \rightarrow 0$  в легких ядрах парная конверсия является преобладающей. Коэффициент парной конверсии определяется аналогично коэффициенту внутренней конверсии.



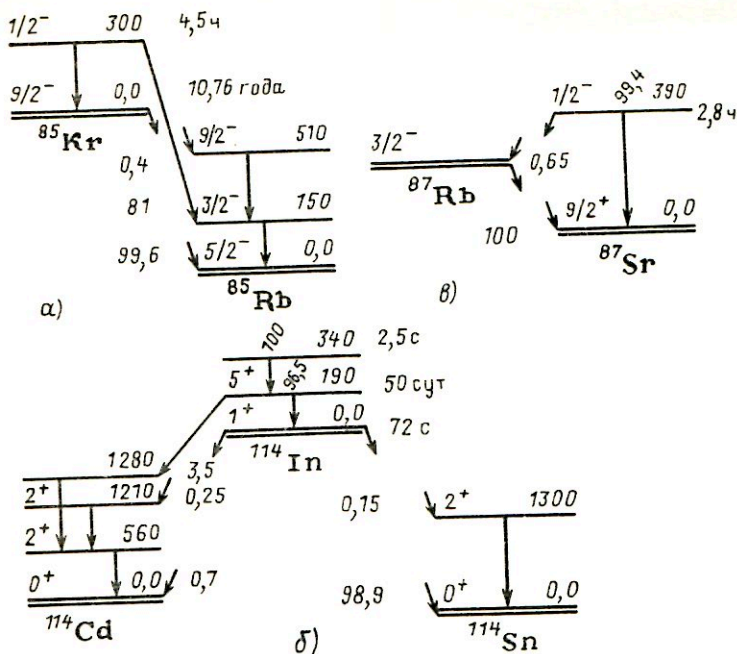


Рис. 1.11. Схемы  $\beta$ -распада изомеров

Освобождающаяся в процессе образования пар кинетическая энергия  $E_{\pi} - 2mc^2$  распределяется между электроном, позитроном и атомом отдачи. Энергетические спектры электрона и позитрона сплошные и симметричные в диапазоне от нуля до  $(E_{\pi} - E_{\text{отд}})$  и симметричны относительно  $(E_{\pi} - E_{\text{отд}})/2$  при пренебрежении взаимодействием их с кулоновским полем ядра.

**1.2.7. Ядерная резонансная флюоресценция.** Поглощение ядром  $\gamma$ -квантов с энергией, равной энергии возбужденного ядра, называется ядерным резонансным поглощением. Поглотив  $\gamma$ -квант, ядро переходит в возбужденное состояние и через время жизни  $\tau$  может вновь вернуться в исходное состояние, испустив  $\gamma$ -квант. В этом случае процесс называется ядерным резонансным рассеянием. Оба эти явления называют также ядерной резонансной флюоресценцией или ядерным  $\gamma$ -резонансом.

Сечение поглощения  $\sigma_a(E)$  для ядерного  $\gamma$ -резонанса выражается формулой

$$\sigma_a(E) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{2I+1}{8I_0+1} \frac{\Gamma\Gamma_{\gamma}}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (1.20)$$

где  $I$  и  $I_0$  — полные угловые моменты резонансного и основного состояний;  $\Gamma_\gamma$  — парциальная радиационная ширина для перехода в основное состояние;  $\Gamma$  — полная ширина ( $\gamma$ -переход и конверсия).

Сечение рассеяния  $\sigma_s$  равно

$$\sigma_s(E) = \sigma_a(E) \Gamma_\gamma / \Gamma, \quad (1.21)$$

где  $\Gamma_\gamma / \Gamma$  — вероятность разрядки резонансного уровня на основные состояния путем испускания  $\gamma$ -квантов.

Интегральные сечения поглощения и рассеяния имеют вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_a(E) dE = \frac{\lambda^2 (2I+1)}{4(2I_0+1)} \Gamma_\gamma;$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_s(E) dE = \frac{\lambda^2 (2I+1)}{4(2I_0+1)} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}. \quad (1.22)$$

В качестве источника  $\gamma$ -квантов в опытах по ядерной резонансной флюоресценции могут использоваться: возбужденные атомные ядра, аналогичные ядрам (находящимся в основном состоянии), из которых состоят поглотитель и рассеиватель; возбужденные атомные ядра, отличные от ядер поглотителя и рассеивателя; источники непрерывного тормозного излучения; источники фотонного излучения с монохроматорами (например, с изогнутым кристаллом или комптоновские).

Энергия  $E_\gamma$   $\gamma$ -кванта, испущенного ядром с массой  $M$ , меньше энергии соответствующего перехода  $E_\Pi$  на энергию отдачи  $E_{отд}$ :

$$E_{\gamma исп} = E_\Pi - E_{отд} = E_\Pi - E_\Pi^2 / (2Mc^2). \quad (1.23)$$

Для возбуждения этого же ядра необходима энергия

$$E_{\gamma погл} = E_\Pi + E_{отд} = E_\Pi + E_\Pi^2 / (2Mc^2). \quad (1.24)$$

Таким образом, линии испускания и поглощения — пунктирные линии на рис. 1.12 — для одного и того же перехода сдвинуты относительно друг друга на  $2E_{отд}$ .

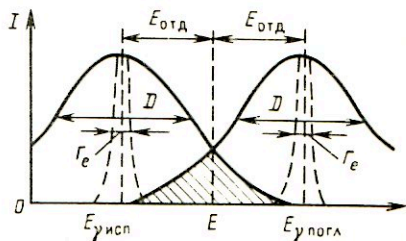


Рис. 1.12. Линии испускания и поглощения  $\gamma$ -квантов

Для низколежащих переходов с энергией до 200 кэВ характерное значение сдвига порядка  $10^{-1} - 10^{-2}$  эВ, что значительно больше естественной ширины линии  $\Gamma_e = \hbar/\tau \approx 10^{-6} - 10^{-8}$  эВ для таких переходов, но сравнимо с реальной шириной линии  $\Gamma_p \approx 10^{-1} - 10^{-2}$  эВ, определяемой доплеровским уширением

$$D = E \sqrt{2kT/M/c}, \quad (1.25)$$

где  $T$  — температура;  $k$  — постоянная Больцмана, связанная с тепловым движением атомов, излучающих и поглощающих ядер.

Таким образом, реальные линии испускания и поглощения (сплошные линии на рис. 1.12) частично перекрываются (заштрихованная область), и в этой области становится возможным наблюдение резонансной флюоресценции  $\gamma$ -квантов. Однако такой резонанс не обладает большой остротой и имеет малую вероятность (определяемую величиной перекрытия), так что его трудно наблюдать.

Для расширения области перекрытия может использоваться нагревание источника и поглотителя (или рассеивателя), механическое движение источника относительно поглотителя (со скоростью около  $10^5$  см/с), отдача за счет предыдущего  $\beta$ -распада или электромагнитного перехода. В последнем случае увеличение доли резонансного рассеяния будет наблюдаться для  $\gamma$ -квантов, следующих за  $\beta$ -частицами, вылетающими под таким углом, что составляющая скорости ядер отдачи в направлении поглотителя или рассеивателя будет равна  $E/Mc$ . Время жизни возбужденного уровня при этом должно быть меньше времени торможения ядра отдачи. Ясно, что эти способы не приводят к уменьшению ширины резонанса.

Мёссбауэром был предложен метод радикального уменьшения энергии, идущей на отдачу, позволивший фактически наблюдать ядерную резонансную флюоресценцию без отдачи (эффект Мёссбауэра). Для этого необходимо, чтобы ядра, испускающие резонансные  $\gamma$ -кванты, были жестко закреплены в решетке твердых тел. При этом должна быть достаточно малая энергия перехода (обычно менее 200 кэВ) и низкая, по сравнению с дебаевской, температура кристалла. В этом случае импульс и энергия отдачи передаются упругим образом всему кристаллу (группе из  $N \approx 10^8$  атомов) и

$$E_{кр} \approx E_{отд} \cdot 10^{-8} \approx 10^{-9} - 10^{-10} \text{ эВ,}$$

так что сдвиг между линиями испускания и поглощения исчезает, и происходит флюоресценция  $\gamma$ -квантов без отдачи.

Кроме того, уменьшается также доплеровское уширение (за счет уменьшения  $kT$  и увеличения массы в  $N$  раз) до значения около  $10^{-6}$  эВ. Так что острота резонанса будет определяться величиной  $\Gamma/E \approx 10^{-11}$ , что позволяет измерять энергию  $\gamma$ -квантов с относительной погрешностью около  $10^{-13}$ .

Доля процессов, идущих без отдачи, называется коэффициентом Мёссбауэра  $f$  и составляет около 1% от нерезонансного фона. Для обеспечения достаточно больших значений  $f$  необходима низкая абсолютная температура, твердый излучатель, малая энергия перехода, большая упругость (жесткость) кристалла. Достаточно узкие линии (малые значения  $\Gamma$ ) имеют излучатели с временами жизни уровней  $\tau \geq 10^{-10}$  с. К мёссбауэровским излучателям относят  $^{57}\text{Fe}$  ( $E_{\text{п}} = 14,4$  кэВ,  $\tau \approx 10^{-7}$  с),  $^{119}\text{Sn}$  ( $E_{\text{п}} = 23,8$  кэВ,  $\tau \approx 10^{-8}$  с),  $^{67}\text{Zn}$  ( $E_{\text{п}} = 93$  кэВ,  $\tau \approx 10^{-5}$  с) и др. К настоящему времени мёссбауэровские переходы исследованы для нескольких десятков элементов.

С использованием резонансной флюоресценции проводятся эксперименты в основном двух типов: по рассеянию и поглощению (пропусканию).

В экспериментах по рассеянию измеряется количество резонансно-рассеянных  $\gamma$ -квантов по отношению к интенсивности квантов, испускаемых источником. Основными процессами, конкурирующими с резонансным рассеянием, являются комптоновское и упругое рассеяние. Фон, связанный с упругим рассеянием  $\gamma$ -квантов, определяется при использовании поглотителя из материала с соседним атомным номером  $Z$ . Фон неупругого комптоновского рассеяния можно исключить путем энергетического отбора при больших углах рассеяния.

В экспериментах по поглощению измеряется уменьшение интенсивности  $\gamma$ -квантов, связанное с резонансным поглощением. Резонансное поглощение конкурирует с фоновым, которое определяется всеми другими процессами, приводящими к выбыванию  $\gamma$ -квантов из прямого пучка. Полное сечение взаимодействия для этих процессов может быть на несколько порядков больше, чем для резонансного поглощения.

Форму линии испускания для перехода без отдачи можно представить в виде

$$I(E, \nu) \sim \frac{1}{(E - E_0 - (\nu/c)E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (1.26)$$

где  $I(E, \nu)$  — интенсивность излучения с энергией  $E$  при относительной скорости перемещения  $\nu$ ;  $E_0$  — энергия перехода;  $(\nu/c)E_0$  — доплеровский сдвиг линии.

Сечение ядерного резонансного поглощения без отдачи равно

$$\sigma(E) = \sigma_a(E) \exp(-M), \quad (1.27)$$

где  $\exp(-M)$  — фактор Дебая — Валлера, определяющий долю ядерных безотдачных переходов в общем числе переходов с энергией  $E_0$ ;  $\sigma_a(E)$  — сечение резонансного поглощения.

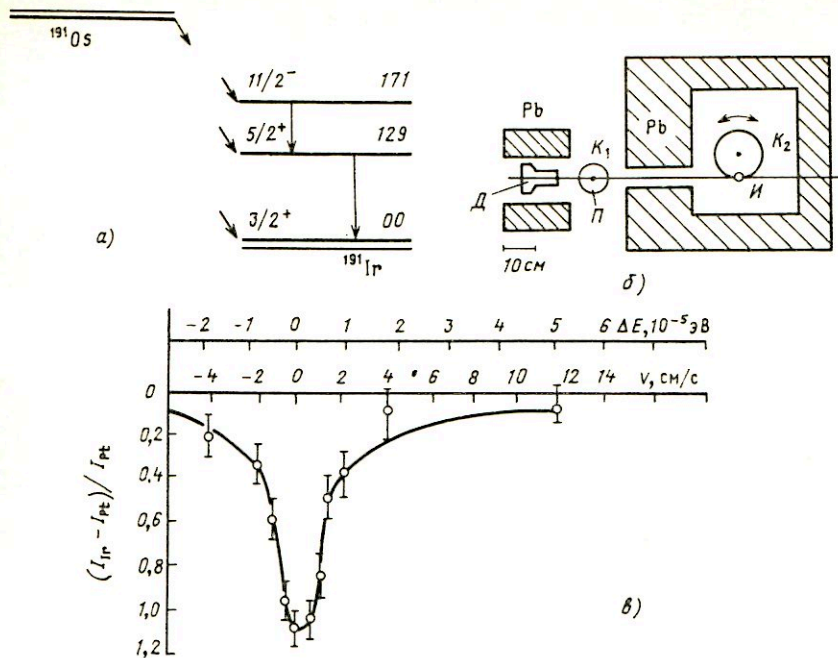


Рис. 1.13. Резонансное поглощение  $\gamma$ квантов:

*a* – схема распада  $^{191}\text{Os}$ ; *б* – схема эксперимента Мёссбауэра (*И* – источник излучения; *П* – иридиевый поглотитель; *Д* – детектор;  $\text{K}_1$ ,  $\text{K}_2$  – криостаты); *в* – мёссбауэровский спектр  $^{191}\text{Ir}$

Интенсивность резонансного излучения, прошедшего через поглотитель, должна быть пропорциональна интегралу

$$\int_0^{\infty} I(E, \nu) \exp[-x\sigma(E)] dE, \quad (1.28)$$

где  $x$  – толщина поглотителя.

Чтобы экспериментально установить форму мёссбауэровской линии, источник и поглотитель, помещенные в криостаты, смещают друг относительно друга со скоростью  $1 - 10$  мм/с, а с помощью детектора регистрируют число  $\gamma$ -квантов, прошедших через образец или резонансно-рассеянных им в зависимости от скорости. Для идентичных источника и поглотителя резонанс соответствует нулевой скорости.

На рис. 1.13, *a* приведена схема распада  $^{191}\text{Os}$ , при котором образуются возбужденные ядра  $^{191}\text{Ir}$ , имеющие мёссбауэровский уровень с энергией 129 кэВ. Схема эксперимента, в котором источником является  $^{191}\text{Os}$ , а поглотителями иридий и платина (для оценки фона),

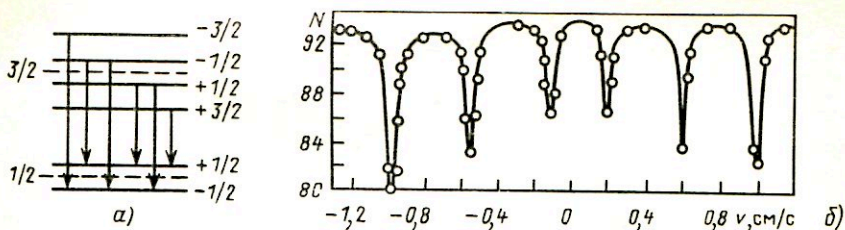


Рис. 1.14. Наблюдение сверхтонкой структуры энергетических уровней в мёссбауэровском спектре  $^{57}\text{Fe}$ :

*а* – схема переходов; *б* – мёссбауэровский спектр  $^{57}\text{Fe}$

представлена на рис. 1.13, *б*. Мёссбауэровский спектр (резонансная кривая, кривая Лоренца), на котором по оси ординат отложена относительная разность интенсивности  $\gamma$ -квантов, проходящих через поглотители, приведен на рис. 1.13, *в*. Форма экспериментальной кривой есть лоренциан с шириной  $\Gamma$ , где  $\Gamma$  – естественная ширина уровня.

Ширина мёссбауэровских линий лежит в интервале  $10^{-10} \text{ эВ} \leq \Gamma \leq 10^{-4} \text{ эВ}$ . По ней можно определить естественную ширину уровней. Точность ограничена в основном наличием уширения из-за сверхтонких взаимодействий в кристалле. Ширина мёссбауэровской линии меньше характерных значений энергий магнитного дипольного и электрического квадрупольного взаимодействий ядра с окружающими электронами, что позволяет выявлять сверхтонкую структуру энергетических уровней. Мёссбауэровский спектр, таким образом, может быть достаточно сложным. На рис. 1.14 приведен мёссбауэровский спектр  $^{57}\text{Fe}$ , из которого можно идентифицировать шесть переходов, образовавшихся в результате расщепления уровней ядра излучателя (поглотитель помещен в диамагнитную решетку).

Доплеровское уширение за счет движения ядра при  $\beta$ -распаде усложняет многие эксперименты по ядерной флюоресценции, так как для извлечения результата надо знать характер движения распадающихся ядер, которые в момент испускания могут находиться в разной стадии торможения.

Дифракция мёссбауэровских  $\gamma$ -квантов в кристаллах уже широко используется в мёссбауэрографии – исследовании структуры кристаллов.

**1.2.8. Ядерные реакции.** Как видно из сказанного выше, изучая радиоактивные превращения и распады ядер, можно судить об их структуре и характеристиках их энергетических состояний. Для этого необходимо располагать ядрами, способными к распаду или находящимися в возбужденном состоянии. Помимо естественных радиоактивных источников, основным источником радиоактивных ядер являются ядерные реакции, которые осуществляются следующим образом. Час-

тицы (электроны, протоны, нейтроны, ядра), полученные в ускорителе, ядерном реакторе или иным способом, попадают на мишень, состоящую из неподвижных ядер (в пренебрежении тепловым движением). При сближении налетающей частицы с ядром на расстояние порядка  $10^{-13}$  см происходит их взаимодействие, в результате которого, как правило, ядро мишени возбуждается или образуется новое ядро также в возбужденном состоянии. При этом может возникнуть одна или несколько частиц. Дальнейшее поведение ядра описывается законами радиоактивных превращений. Ядерные реакции записываются в виде

$$A(a, b_1, \dots, b_n)B, \quad (1.29)$$

где  $A$  — ядро мишени;  $a$  — налетающая частица;  $B$  — ядро — продукт реакции;  $b_1, \dots, b_n$  — частицы, образованные в результате реакции. Продукты реакции определяются неоднозначно. Распространена классификация ядерных реакций по типу налетающей частицы (реакции с заряженными частицами, нейтронами и т.д.). Важнейшей характеристикой ядерной реакции является ее сечение (эффе́ктивное сечение), представляющее собой отношение числа актов реакции за единицу времени к плотности потока падающих частиц в расчете на ядро мишени. Сечение имеет размерность площади. Используется также понятие выхода реакции  $w$ . Выход реакции есть отношение числа актов реакции к числу частиц, упавших на единицу площади мишени. Для тонких мишеней  $w = nI\sigma$ , где  $n$  — число ядер в единице объема мишени,  $l$  — толщина мишени.

Ядерные реакции происходят таким образом, что в них имеют место законы сохранения основных физических величин. Закон сохранения энергии имеет вид

$$m_A c^2 + m_a c^2 + T_A + T_a = m_B c^2 + \sum_i m_{b_i} c^2 + T_B + \sum_i T_{b_i}, \quad (1.30)$$

где  $T_s$  — кинетическая энергия частицы  $s$ . Величина

$$Q = (m_A + m_a - m_B - \sum_i m_{b_i}) c^2 \quad (1.31)$$

называется **энергией реакции**. Если  $Q > 0$ , то реакция сопровождается выделением кинетической энергии (экзоэнергетическая реакция), при  $Q < 0$  — ее поглощением (эндоэнергетическая реакция). Эндоэнергетическая реакция имеет порог, т.е. она может идти, если кинетическая энергия падающих частиц превышает некоторое положительное значение.

Законы сохранения импульса и момента совместно с законом сохранения энергии определяют кинематику ядерных реакций, т.е. возможные соотношения между углами разлета частиц и их кинетическими

энергиями, а также ограничивают возможные состояния ядер продуктов реакции. Помимо указанных законов сохранения в ядерных реакциях имеют место законы сохранения четности, электрического заряда, изотопического спина, барионного заряда. Роль этих законов вполне аналогична случаю радиоактивных превращений.

Целью исследования ядерных реакций является исследование зависимости сечения от характеристик налетающей частицы и ядра-мишени, а также изучение квантовых характеристик продуктов реакции.

**Реакции с нейтронами.** Эти реакции являются важнейшим источником получения радиоактивных ядер. Основным источником нейтронов является ядерный реактор. Кроме него источниками нейтронов могут служить реакции  $(\alpha, n)$ , в которых источником  $\alpha$ -частиц являются естественные  $\alpha$ -активные изотопы (так называемые радий-бериллиевые и полоний-бериллиевые источники). Нейтроны с энергией 14 МэВ можно получать в реакции



Важнейшим источником нейтронов являются также реакции под действием быстрых заряженных частиц, получаемых на ускорителях.

В зависимости от энергии нейтроны часто объединяют в следующие энергетические группы (см. также табл. 1.1):

1) тепловые нейтроны, энергия которых близка к энергии теплового движения (при 300 К она равна примерно 0,025 эВ);

2) холодные и ультрахолодные нейтроны с энергией меньше тепловой;

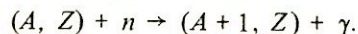
3) надтепловые нейтроны, энергия которых несколько превышает тепловую;

4) резонансные нейтроны (с энергией порядка 1–10 эВ). Название связано с особенностями взаимодействия этих нейтронов с ядрами;

5) быстрые нейтроны (с энергией порядка 1 кэВ и более).

По типу продуктов реакции можно выделить следующие реакции с участием нейтронов:

1)  $(n, \gamma)$ -реакции (радиационный захват)



Ядро  $(A + 1, Z)$  обычно является радиоактивным и распадается по обычной схеме  $\beta$ -распада;

2)  $(n, p)$ -реакции. Так как протон должен преодолеть кулоновский барьер, то эти реакции чаще всего являются пороговыми;

3)  $(n, \alpha)$ -реакции;

4)  $(n, f)$ -реакции деления ядра под действием нейтронов;

5)  $(n, 2n)$ -реакция, когда результатом реакции является вылет двух нейтронов;



б) упругое рассеяние нейтронов, когда новых частиц в результате реакции не образуется и состояние ядра-мишени не изменяется.

Многие реакции с участием нейтронов используются для детектирования и спектрометрии нейтронов.

Основной механизм ядерных реакций с участием нейтронов небольших (менее 10 кэВ) энергий — это механизм с образованием составного ядра. Согласно такому механизму энергия нейтрона, попавшего внутрь ядра, перераспределяется между нуклонами, входящими в состав ядра, и в результате энергии каждого нуклона будет недостаточной для преодоления потенциального барьера. По этой причине составное ядро имеет довольно большое время жизни. Затем в результате флуктуации энергия сосредоточивается на одном нуклоне, который покидает ядро. Если внесенная в ядро энергия соответствует энергетическому уровню составного ядра, то имеет место резонансный рост сечения поглощения. Благодаря большому времени жизни ширина резонанса мала.

С ростом энергии нейтронов до значений, больших или равных 1 МэВ, резонансный характер поглощения пропадает вследствие двух причин: во-первых, увеличивается плотность уровней составного ядра и, во-вторых, увеличивается вероятность концентрации на одном нуклоне энергии, необходимой для его вылета из ядра, что приводит к уменьшению времени жизни, т.е. к уширению резонансных линий. В результате в этой области энергий зависимость сечения от энергии имеет довольно плавный характер.

При энергиях нейтронов, больших 0,1 МэВ, наблюдается также упругое рассеяние дифракционного типа, определяемое волновыми свойствами нейтронов, описываемое оптической моделью ядра.

**Реакции под действием заряженных частиц.** Основной особенностью этих реакций является наличие кулоновского барьера, вследствие чего эти реакции всегда имеют порог. При небольших энергиях реакции обычно сначала образуется составное ядро аналогично реакциям под действием нейтронов. При этом если энергия возбуждения меньше энергии, необходимой для вылета нуклона, то возбуждение составного ядра снимается испусканием  $\gamma$ -кванта. При больших энергиях возможен вылет нуклонов, а также дейтонов,  $\alpha$ -частиц и т.д. Возможны также так называемые прямые ядерные реакции, при которых ядро захватывает часть нуклонов у пролетающей частицы.

Если энергии налетающей частицы не хватает для преодоления кулоновского барьера, то она воздействует на ядро лишь своим электрическим полем, возбуждая его (кулоновское возбуждение ядер). Этот способ возбуждения широко применяется для изучения низколежащих уровней ядер.

Большое обилие реакций наблюдается под действием тяжелых ионов.

**1.2.9. Деление атомных ядер.** Важным источником радиоактивных излучений является процесс деления ядер. При делении образуются новые ядра, которые, в свою очередь, будут радиоактивными. Основные черты процесса деления можно описать в рамках капельной модели ядра. Согласно этой модели, устойчивое состояние ядра определяется равновесием нескольких сил, среди которых наибольшую роль играют силы кулоновского расталкивания протонов, входящих в ядро, и силы поверхностного натяжения, под которыми понимают некомпенсированные ядерные силы, действующие на нуклоны, находящиеся на поверхности ядра, со стороны других нуклонов. При попадании в ядро нейтрона это равновесие смещается, а в тяжелых ядрах оно вообще нарушается, т.е. силы поверхностного натяжения не в состоянии скомпенсировать кулоновское расталкивание, и в результате происходит деление ядра, как правило, на два осколка. При этом из осколков, находящихся в сильно возбужденном состоянии, вылетает несколько нейтронов.

В акте деления высвобождается энергия, равная разности энергий связи исходного ядра и осколков деления. Можно показать, что она почти целиком определяется разностью энергий кулоновского расталкивания и поверхностного натяжения ядра и осколков. Подавляющая часть этой энергии выделяется в виде кинетической энергии осколков, остальная часть (около 10%) — в виде энергии  $\beta$ -распада и  $\gamma$ -квантов. Общая энергия, выделяемая при делении, составляет около 200 МэВ. На основе капельной модели можно показать, что энергия, освобождающаяся при делении, зависит от отношения  $Z^2/A$  и положительна при  $Z^2/A > 17$ . Это неравенство справедливо для всех ядер, начиная с серебра, однако деление имеет место лишь для самых тяжелых ядер, начиная с тория. Причина несоответствия заключается в том, что помимо энергетической выгоды возможность деления определяется наличием потенциального барьера. Энергия возбуждения исходного ядра после попадания в него нейтрона сравнима с высотой потенциального барьера лишь у самых тяжелых ядер, поэтому лишь для них возможно деление. Для некоторых ядер это условие выполнено без дополнительного нейтрона, и они с заметной вероятностью делятся самопроизвольно (спонтанное деление). При  $Z^2/A > 49$  спонтанное деление должно происходить за ядерные времена. Это означает, что с точки зрения капельной модели ядер с  $Z^2/A > 49$  не должно существовать.

Капельная модель удовлетворительно объясняет основные свойства деления ядер, но многие свойства, в частности асимметрию деления по массам, она объяснить не в состоянии, так как полностью игнорирует квантовомеханические свойства ядер (оболочечную структуру). Их учет наталкивается на серьезные трудности, поскольку процесс деления представляет собой очень глубокую перестройку структуры ядра, плохо поддающуюся описанию приближенными моделями. Наиболее удачным способом учета оболочечной структуры при делении явля-

ется так называемый метод оболочечных поправок. В нем к выражению для энергии связи, описываемому капельной моделью, добавляется энергия заполненных уровней ядра. Однако эта энергия отражает лишь иной способ описания ядра и по существу уже учтена в капельной части (в усредненном виде). Чтобы избежать двойного учета энергии, из получившегося выражения вычитают ту же энергию уровней, но усредненную по энергетической шкале. Полученную таким образом энергию связи ядра с оболочечной поправкой рассматривают как функцию параметра деформации ядра. Такой подход позволяет объяснить оболочечные эффекты в делении (в частности, асимметрию), предсказать существование двугорбого потенциального барьера деления и изомеров формы.

Как отмечалось, чаще происходит деление ядра на два неравных осколка, причем число нуклонов в тяжелом осколке близко к магическим числам. Вследствие этого массовое распределение осколков имеет два максимума. Правый максимум всегда расположен в области  $A = 142 \div 144$ , соответствующей магическим числам нейтронов и протонов. При делении ядер наблюдается несколько десятков типов ядер. Подавляющее число их содержит избыток нейтронов по сравнению с соответствующим стабильным изотопом и являются  $\beta^-$ -активными. Дочерние ядра, образующиеся в результате распада (продукты деления), в свою очередь, также радиоактивны. Таким образом, образуются цепочки радиоактивных ядер, последовательно превращающихся друг в друга в результате  $\beta$ -распада. Длина такой цепочки обычно составляет три-четыре звена. Периоды полураспада продуктов довольно разнообразны — от долей секунды до десятков лет. Деление атомных ядер — важный способ получения радиоактивных ядер для исследовательских и прикладных целей.

Как отмечалось выше, в процессе деления образуются новые нейтроны. Эксперименты показывают, что нейтроны вылетают из сильно возбужденных осколков деления за времена меньшие  $10^{-14}$  с. Это так называемые мгновенные нейтроны деления. Их энергетический спектр можно рассчитать, приняв, что нейтроны испаряются из движущегося осколка. Соответствующая формула имеет вид

$$\Phi(E) = \exp(-E) \operatorname{sh} \sqrt{2E},$$

где  $E$  — энергия нейтронов, МэВ. Среднее число нейтронов, вылетающих в одном акте деления, составляет 2–4.

Помимо мгновенных нейтронов, в процессе деления образуются так называемые запаздывающие нейтроны, которые вылетают из возбужденного ядра, образовавшегося в результате  $\beta$ -распада ядра-предшественника.

### 1.2.10. Отражение характеристик ядер на схемах и цепочках распада.

**Банки ядерных данных.** Одной из основных задач экспериментальной ядерной спектроскопии является накопление данных о свойствах ядер-

ных энергетических уровней и переходов между ними. Накопленное к настоящему времени количество данных по рассмотренным выше характеристикам ядер составляет примерно  $10^6 - 10^7$ . Развитие техники ядерно-физического эксперимента заставляет полностью пересматривать эти данные с периодом около пяти лет. Большой объем ядерных данных и необходимость их систематической переоценки привели к международному разделению труда в этом направлении и созданию национальных и международных служб и центров, осуществляющих сбор, систематизацию, оценку и распространения этих данных. Такие службы и центры созданы в США, Франции, ФРГ, Японии, СССР и других странах. Координацию их работ осуществляет Международный комитет по ядерным данным (МКЯД) при Международном агентстве по атомной энергии (МАГАТЭ).

В Советском Союзе созданы четыре таких центра: Центр по нейтронным ядерным данным в Физико-энергетическом институте; Центр по данным о строении атомного ядра и ядерных реакциях в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова; Центр по ядерным данным в Ленинградском институте ядерной физики; Центр по фотоядерным данным в НИИ ядерной физики МГУ.

Обмен данными между Центрами, сотрудничающими под эгидой МАГАТЭ, осуществляется, как правило, файлами и библиотеками данных, записанными на магнитные ленты, в специальных форматах. Одним из наиболее известных международных обменных форматов является формат ENSDF\*, структура которого разработана в Ок-Риджской национальной лаборатории США. Это библиотека оцененных данных, которая включает:

- данные по структуре атомного ядра (ядерные энергетические уровни и их квантовые характеристики);
- данные по переходам между ядерными состояниями;
- данные по ядерным реакциям.

Национальные центры или группы, участвующие в международной кооперации, осуществляют периодический пересмотр оцененных данных определенной области ядер и пересылку новых данных в Национальный центр ядерных данных США. После рецензирования новые оцененные данные записываются на магнитную ленту и рассылаются в сотрудничающие центры с периодичностью 2 раза в год. Массив ENSDF к настоящему времени имеет объем в несколько десятков мегабайт. Все библиотеки и файлы данных сопровождаются соответствующими программными средствами, обеспечивающими эффективную работу пользователей.

---

\* Аббревиатура слов Evaluated Nuclear Structure Data File – файл оцененных данных по структуре атомного ядра.

Автоматизированные системы по ядерным данным, включающие библиотеки и файлы данных, технический комплекс для работы с данными и соответствующее программное обеспечение называют банками ядерных данных.

Центры, имеющие банки данных, обеспечивают ответы на запросы пользователей, выпуск информационных справочников и т.д. Например, в США на основе библиотеки ENSDF издается журнал "Nuclear Data Sheets" (NDS) — наиболее известное справочное издание данных по структуре ядра. В NDS систематически приводятся схемы распада ядер, на которых отражаются наиболее правдоподобные сведения по структуре ядер, имеющиеся ко времени выпуска NDS.

Схема распада ядра позволяет систематизировать все основные характеристики ядра. Она является наглядным отражением внутренней структуры ядра, характеристик уровней и переходов между ними. В схеме распада все характеристики ядра взаимно связаны и, таким образом, должны быть взаимно согласованы.

Схема распада всегда относится к одному определенному исходному состоянию — к основному или возбужденному состоянию  $\alpha$ - или  $\beta$ -радиоактивного ядра или к уровню захвата ядра.

На схеме распада даются сведения об энергии и свойствах затрагиваемых уровней дочернего ядра, относительные вероятности конкурирующих ветвей распада, свойства переходов между затронутыми уровнями. Кроме сведений об уровнях, заселяемых при радиоактивном распаде, приводятся сведения об уровнях, заселяемых в различных ядерных реакциях [кулоновское возбуждение,  $(n, \gamma)$ ,  $(d, p)$  и т.д.]. Рассмотрим структуру схем распада, принятую, например, в NDS (рис. 1.15).

Потенциальная яма каждого ядра условно обозначается в виде открытого сверху прямоугольника. Основное состояние ядер — низ этого прямоугольника — обозначается утолщенными линиями. Поскольку полная энергия ядра велика (около 1000 А МэВ), а при распаде освобождается энергия менее 10 МэВ, то для удобства за нуль энергии принимают энергию основного состояния и относительно этого состояния указывают энергии возбужденных состояний. Ниже основного состояния приводится символ химического элемента с указанием сверху слева массового числа, внизу слева порядкового номера элемента, внизу справа — числа нейтронов в ядре.

Возбужденные уровни изображаются горизонтальными линиями, ограниченными справа и слева стенками "ямы". Потенциальная "яма" может делиться стенками на несколько частей, каждая из которых соответствует одному из процессов (например,  $\beta$ -распад;  $e$ -захват; ядерная реакция), в которых возбуждаются уровни, указанные в приведенной части схемы. Справа от уровней приводятся значения энергий уровней  $E_{ур}$  в килоэлектрон-вольтах и периоды полураспада  $T_{1/2}$ . Слева от уровней приводятся их спины и четности  $I^\pi$ .

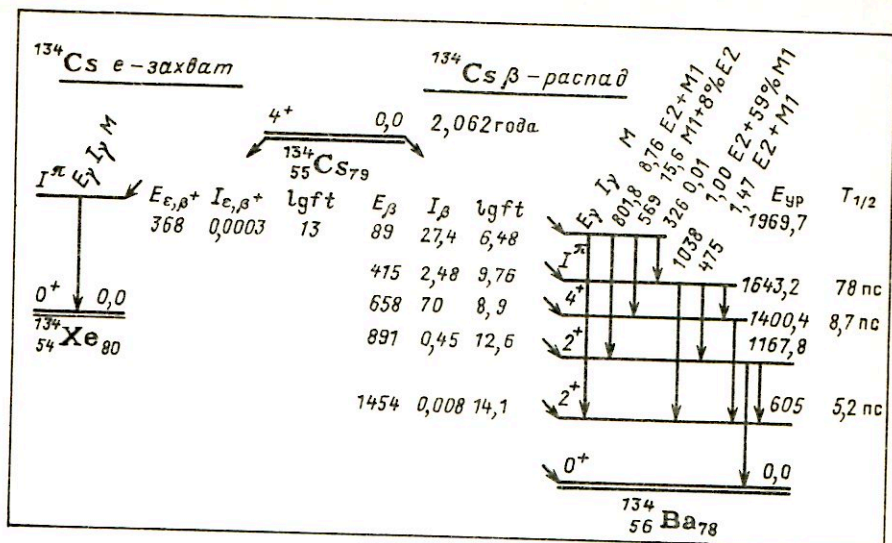


Рис. 1.15. Фрагмент схемы распада ядра  $^{134}\text{Cs}$

Гамма-переходы обозначаются вертикальными стрелками, у начала которых указываются энергии переходов  $E_{\gamma}$ , их интенсивности  $I_{\gamma}$  и мультипольности. Бета-переходы и электронный захват изображаются наклонными стрелками. Слева от уровней, заселяемых при  $\beta^-$ -переходе, и справа от уровней, заселяемых при  $\beta^+$ -переходе и электронном захвате, указываются энергии  $E_{\beta^+}$ ,  $E_{\beta^-}$ ,  $E_e$  в килоэлектрон-вольтах, интенсивности  $I_{\beta^+}$ ,  $I_{\beta^-}$ ,  $I_e$  и  $\lg ft$  переходов. Альфа-переходы, если они имеются, изображаются широкой стрелкой.

Схемы распада сопровождаются дополнительной информацией и комментариями, где указываются экспериментальные данные по схемам распада со ссылками на оригинальные работы и методики исследования и принятые значения характеристик: энергии  $\beta$ -распада; таблицы с характеристиками переходов; данные о  $\beta$ - $\gamma$ - и  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадениях; магнитные и квадрупольные электрические моменты; количественные сведения о мультипольных смесях; сведения о внутренней конверсии (интенсивности конверсионных линий, отношения коэффициентов конверсии  $K/L$ ,  $L/M$  ..., экспериментальные и теоретические значения коэффициентов конверсии  $\alpha_K$ ,  $\alpha_L$  ...) и другие данные.

Систематизация схем распада ядер осуществляется с помощью цепочек распада. Последовательность  $\alpha$ -,  $\beta$ - и других превращений, которые испытывает нуклид по мере эволюции к более стабильной форме с максимальной энергией связи, формирует набор ядер — радиоактивный ряд или радиоактивную цепочку. Так как в составе цепочки нахо-

дятся генетически связанные нуклиды, то такое изображение удобно еще и тем, что дает представление о составе источника через некоторое время после образования материнского нуклида.

Рассмотрим, например, некоторую линейную (без разветвлений) цепочку генетически связанных нуклидов. Дифференциальные уравнения, описывающие накопление и распад ядер в такой цепочке, выглядят следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} dN_1/dt &= -N_1\lambda_1, \\ dN_2/dt &= \lambda_1N_1 - \lambda_2N_2, \\ dN_3/dt &= \lambda_2N_2 - \lambda_3N_3, \\ &\dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \quad (1.33)$$

где  $N_1$  — число ядер первого (материнского) нуклида в цепочке на время  $t$ ;  $N_2$  — второго (дочернего) нуклида и т.д.

Пусть в начальный момент ( $t = 0$ ) источник содержит лишь два типа ядер:  $N_{01} \neq 0$  и  $N_{0i} \neq 0$ .

Решая систему уравнений (1.33) для числа ядер  $n$ -го нуклида цепочки на момент времени  $t$ , получаем:

$$\begin{aligned} N_n(t) &= \lambda_1\lambda_2 \dots \lambda_{n-1} \left[ \frac{\exp(-\lambda_1 t)}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)} + \dots \right. \\ &\dots + \left. \frac{\exp(-\lambda_n t)}{(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} \right] N_{01} + \lambda_i \lambda_{i+1} \dots \lambda_{n-1} \times \\ &\times \left[ \frac{\exp(-\lambda_i t)}{(\lambda_{i+1} - \lambda_i)(\lambda_{i+2} - \lambda_i) \dots (\lambda_n - \lambda_i)} + \dots \right. \\ &\dots + \left. \frac{\exp(-\lambda_n t)}{(\lambda_i - \lambda_n)(\lambda_{i+1} - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} \right] N_{0i}. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Аналогичные соотношения могут быть получены и в случае, когда в начальный момент имеются и дочерние ядра  $N_{02}, N_{03}, \dots, N_{0n}$ , а также в случае, когда цепочки разветвленные. В последнем случае цепочку представляют в виде суммы  $p_m$  линейных цепочек и тогда для числа ядер  $N_n(t)$  любой разветвленной цепочки генетически связанных нуклидов можно написать

$$N_n(t) = \sum_{p=1}^{p_m} \sum_{i_p=1}^{n_p-1} N_{0i_p} \times$$

$$\times \sum_{s_p = i_p}^{n_{l_p}} \frac{\prod_{r_p = i_p}^{n_p - 1} \gamma_{r_p} \lambda_{r_p} \exp(-\lambda_{s_p} t)}{\prod_{\substack{q_p = i_p \\ q_p \neq s_p}} (\lambda_{q_p} - \lambda_{s_p})} + N_{0n} \exp(-\lambda_n t), \quad (1.35)$$

где  $n = \max\{n_p\}$ ;  $n_p$  – номер нуклида, для которого ищется число ядер по  $p$ -й ветви;  $\lambda_{r_p}$  – постоянная распада нуклида с порядковым номером  $r$  по  $p$ -й ветви;  $\gamma_{r_p}$  – доля  $r$ -го члена цепочки, получающегося из  $(r-1)$ -го по  $p$ -й ветви;  $n_{l_p}$  – номер изотопа по  $p$ -й ветви, вслед за которым начинается конечный повторяющийся участок разветвленной цепочки.

Большинство изученных к настоящему времени радиоактивных ядер испытывают  $\beta^\pm$ -распад или электронный захват. При таких превращениях ядер сохраняется массовое число  $A$ , поэтому эти типы превращений принято представлять в виде изобарных цепочек распада. На рис. 1.16, а в качестве примера показана цепочка распада для  $A = 85$ . На цепочке распада обычно указываются массовые числа  $A$  и атомный номер  $Z$  нуклидов, периоды полураспада и коэффициенты ветвления (вероятности различных ветвей распада).

Основные состояния генетически связанных нуклидов записывают в строчку. Если с ядром в изобарной цепочке могут происходить другие виды превращений –  $\alpha$ -распад, испускание запаздывающих нейтронов и протонов, спонтанное деление, в результате которых изменяется  $A$ , то дочерние нуклиды относятся уже к другой изобарной цепочке,

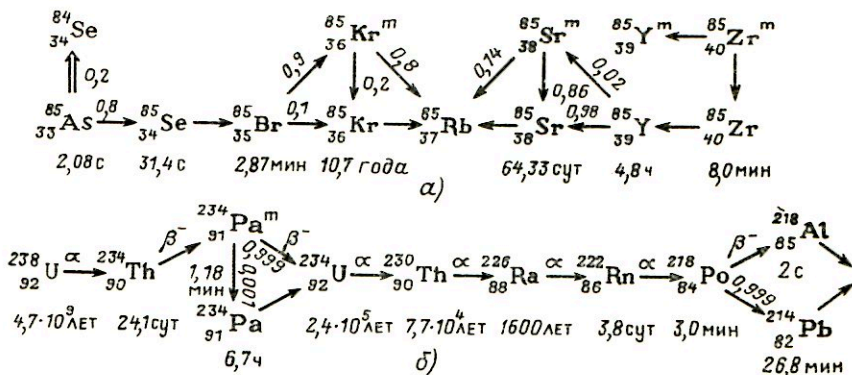


Рис. 1.16. Изобарные цепочки распада и радиоактивные свойства:

а – изобарная цепочка распада для ядер с массовым числом  $A = 85$ ; б – фрагмент радиоактивного семейства урана



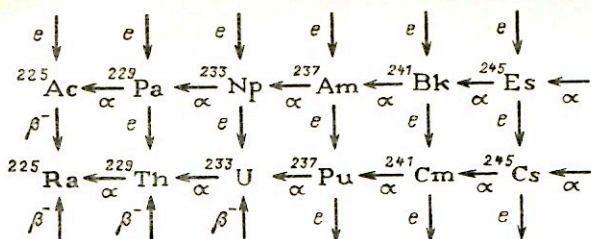


Рис. 1.17. Фрагмент группы циклов для  $A = 4n + 1$  (стрелками указаны направления и характер превращений:  $e$ -захват,  $\alpha$ -распад,  $\beta^-$ -распад)

они записываются на другой строчке, и такие превращения обычно изображаются вертикальными стрелками.

Достаточно долгоживущие возбужденные состояния нуклидов (изомерные состояния) указывают над основными состояниями.

С ростом массового числа  $A$  ( $A \geq 150$ ) становится существенным вклад в превращение ядер  $\alpha$ -распада. При  $Z > 82$  практически все нуклиды  $\alpha$ -радиоактивны и  $\alpha$ -распад становится основным типом превращений в этой области. Поэтому в этой области наряду с изобарными цепочками распада составляют цепочки распада из нуклидов с  $A = 4n + C$  ( $n$  — целое;  $C = 0, 1, 2, 3$ ). Таким образом, можно составить четыре цепочки с различными  $C$ . В трех из этих цепочек присутствуют радионуклиды с временами жизни, сравнимыми с возрастом Вселенной ( $T_{1/2} > 10^8$  лет). Эти радионуклиды присутствуют среди естественных радиоактивных излучателей и возникли в период формирования Вселенной. Они являются родоначальниками естественных радиоактивных цепочек распада, которые называют радиоактивными семействами (рис. 1.16, б). Это семейство тория (материнский нуклид  $^{232}\text{Th}$ ;  $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$  лет;  $C = 0$ ), урана ( $^{238}\text{U}$ ;  $T_{1/2} = 4,7 \cdot 10^9$  лет;  $C = 2$ ) и актиноурана ( $^{235}\text{U}$ ;  $T_{1/2} = 6,9 \cdot 10^8$  лет;  $C = 3$ ). Наиболее долгоживущим нуклидом четвертого семейства является нептуний ( $^{237}\text{Np}$ ;  $C = 1$ ), однако его период полураспада равен  $2 \cdot 10^5$  лет, т.е. сравнительно мал, и поэтому среди естественных радионуклидов нептуния нет.

Кроме радионуклидов, входящих в естественные радиоактивные семейства и в семейство нептуния, условию  $A = 4n + C$  отвечает большое количество искусственно полученных короткоживущих радионуклидов, которые образуют так называемые побочные семейства. Вместе с побочными семействами цепочки становятся очень разветвленными и образуют так называемые замкнутые или энергетические циклы (рис. 1.17). Каждый радионуклид может быть участником нескольких (до четырех) циклов. По замкнутым циклам можно определить неизвестное четвертое значение энергии распада ядра в цикле, если известны остальные три.

### 1.3. Спектры ядерных излучений

Первичной целью ядерно-физического эксперимента является получение информации о характеристиках ядерных излучений. Во многих случаях исследователей интересуют также пространственно-временные поля таких излучений. По полученной информации восстанавливают физическую картину, являющуюся конечной целью данного исследования.

Под спектром  $\Phi(x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(n)})$  понимают распределение числа частиц или событий (распадов, сигналов) по измеряемым величинам (параметрам)  $x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(n)}$ , приведенное к некоторым стандартным условиям. Параметрами  $x^{(i)}$  могут быть исследуемые физические (энергия, скорость части, их масса, спин и т.д.) или пространственно-временные (момент, место или направление вылета частицы и т.п.) характеристики частиц. В этом случае говорят о спектре излучения. Параметрами  $x^{(i)}$  могут быть также наблюдаемые физические или пространственно-временные характеристики (амплитуда электрического импульса или световой вспышки, угол отклонения частиц в магнитном поле, момент регистрации частиц и т.д.). В этом случае говорят об аппаратурном спектре.

Под стандартными условиями понимают условия пространственной и временной нормировки, используемой при описании результатов измерений. В зависимости от цели исследования под величиной  $\Phi$  может подразумеваться, например, среднее число распадов за единицу времени в образце, сопровождаемых данными значениями параметров  $x^{(i)}$ , поток частиц с заданными значениями параметров  $x^{(i)}$  и т.д. В зависимости от числа параметров  $x^{(i)}$  различают одномерные спектры, когда измеряемый параметр один, и многомерные спектры, когда параметров несколько.

Рассмотрим одномерные спектры. При их анализе следует различать два типа измеряемых параметров: дискретные и непрерывные. В первом случае параметры могут принимать дискретный набор значений. К таким параметрам относятся заряд, масса элементарных частиц, номер канала анализатора. Во втором случае параметр может принимать произвольные значения из некоторого интервала на действительной числовой оси. К таким параметрам относятся интервалы времени между событиями, амплитуды сигналов, пространственные переменные. Что касается энергии, то в разных процессах она может быть и дискретной, и непрерывной величиной.

Если физическая величина  $x$  принимает дискретные значения  $x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(n)}$ , то под ее спектром  $\Phi^{(i)}$  понимают приведенное к стандартным условиям среднее число частиц (событий), имеющих значения величины  $x$ , равной  $x^{(i)}$ . Если величина  $x$  является непрерывной, то под спектром  $\Phi(x)$  понимается среднее число частиц, имеющих значения  $x$  в едином интервале около  $x$ , т.е.  $\Phi(x) \Delta x$  (с точностью до бесконеч-

но малой по сравнению с  $\Delta x$  величины) представляет собой среднее число частиц со значениями параметра в интервале  $(x, x + \Delta x)$ . Формально дискретный спектр можно считать частным случаем непрерывного спектра, положив  $\Phi(x) = \sum_{i=1}^{\infty} \Phi^{(i)} \delta(x - x^{(i)})$ , где  $\delta(x)$  — функция

Дирака. Приведенные понятия иногда называют дифференциальным спектром, в отличие от интегрального спектра, в котором под  $\Phi(x)$  понимается среднее число частиц со значением параметра, превышающим данное  $x$ . Интегральные спектры на практике используются редко.

В многомерных спектрах, как указывалось выше, число частиц (событий) характеризуется несколькими параметрами. Часть из них может быть дискретными, часть — непрерывными. Поэтому, как правило, бывает затруднительно отнести многомерный спектр либо к чисто дискретному, либо к чисто непрерывному. Поскольку дискретные спектры формально можно считать частным случаем непрерывных, введя в рассмотрение  $\delta$ -функции (см. выше), можно ограничиться рассмотрением непрерывных многомерных спектров. Аналогично одномерному случаю, спектр  $\Phi(x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(n)})$  представляет собой среднее число частиц в единичном объеме фазового пространства  $x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(n)}$ , т.е.  $\Phi(x^{(1)}, \dots, x^{(n)}) \Delta x^{(1)} \dots \Delta x^{(n)}$  с точностью до 0 ( $\Pi \Delta x^{(i)}$ ) или среднее число частиц, у которых параметр  $x^{(i)}$  лежит в интервале  $(x^{(i)}, x^{(i)} + \Delta x^{(i)})$ .

Типичным примером многомерного спектра является поток частиц  $\Phi(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$ , представляющий собой среднее число частиц, имеющих энергию в единичном интервале около  $E$ , движущихся в направлениях, заключенных в единичном телесном угле с осью в направлении  $\Omega$  и пересекающих в точке с радиус-вектором  $\mathbf{r}$  единичную площадку, перпендикулярную направлению  $\Omega$  за единицу времени.

Рассмотрим процесс распада ядер, сопровождающийся вылетом двух частиц, например  $\gamma$ -квантов. С ним можно связать два спектра. Во-первых, это одномерный спектр  $\Phi(E)$  энергий частиц ( $\gamma$ -квантов), образующихся при распаде. Во-вторых, это двумерный спектр  $\Phi(E_1, E_2)$ , представляющий собой число распадов, в которых образуется пара  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E_1$  и  $E_2$ . Аналогично можно строить трех-, четырехмерные спектры и т.д., а также спектры  $\beta$  —  $\gamma$ -совпадений и пр.

Одной из основных характеристик ядерного излучения является энергетический спектр. Энергетическое распределение частиц является наиболее важным как при решении фундаментальной задачи ядерной физики — изучении структур ядер, так и при решении большинства прикладных задач — вопросов дозиметрии, радиометрии, защиты от излучения и др. Таким образом, наиболее часто в ядерно-физических исследованиях приходится иметь дело с энергетическими спектрами, так что термин "спектр" часто употребляют для понятия "энерге-

тический спектр". В дальнейшем мы также будем основное внимание уделять энергетическим спектрам и на их примере рассмотрим основные характеристики спектров, хотя большинство из них используется и при анализе других распределений (временных, угловых и т.д.).

Определим некоторые понятия, часто используемые при рассмотрении энергетических спектров.

Спектр излучения, относящийся к одному переходу между дискретными энергетическими уровнями, или участки в спектрах, которые можно охарактеризовать определенной энергией, называют спектральной линией (линией). Считаясь формально дискретным, такое излучение не является строго моноэнергетическим из-за конечной ширины энергетических уровней, между которыми осуществляется переход, и характеризуется некоторым средним значением энергии  $\bar{E}$  и распределением (спектром)  $\Phi(E)$ , которое называют формой линии.

Энергетическое распределение частиц, испускаемых изолированными покоящимися атомами, называют естественным спектром (или естественной формой линии). Спектр частиц с учетом дополнительно уширения (из-за эффекта Доплера при тепловом движении атомов и других процессов) называют реальным или истинным спектром.

Одной из наиболее важных характеристик формы спектральной линии является ширина линии — ширина распределения частиц по энергиям около среднего значения  $\bar{E}$ , измеренная на половине высоты этого распределения. Различают соответственно естественную  $\Delta E_e$  и реальную или истинную  $\Delta E_p$  ширину линии. Естественная ширина линии зависит от времени жизни состояний, и связь между ними дается соотношением неопределенности  $\Delta E_e \tau = \hbar$ . Так, для  $\gamma$ -перехода характерное значение  $\Delta E_e = 10^{-2} \div 10^{-5}$  эВ (для рентгеновского излучения на три-четыре порядка больше и может составлять десятки электрон-вольт).

Реальная ширина линии определяется в основном доплеровским уширением, которое зависит от характера движения распадающихся ядер. Обычно реальная ширина  $\gamma$ -линий на несколько порядков больше естественной ширины линии.

Форма спектральной линии характеризует излучение, относящееся к одному энергетическому переходу ядра (нуклида). Наряду с этим различают также спектр излучения нуклида (суммарный спектр излучения, относящегося ко всем переходам данного типа, —  $\beta$ -спектр нуклида,  $\gamma$ -спектр нуклида и т.д.) и спектр излучения источника (суммарный спектр излучения данного типа, относящегося ко всем нуклидам, содержащимся в источнике, —  $\beta$ -спектр источника,  $\gamma$ -спектр продуктов деления и т.д.).

Спектр излучения реальных источников может существенно отличаться от спектра частиц, покидающих источник (спектра эмиссии) из-за взаимодействия излучения с материалом источника.

Непрерывные (сплошные) спектры могут характеризоваться также граничной (максимальной)  $E^{\max}$  и средней  $\bar{E}$  энергиями. Среднюю энер-

гию определяют из выражения

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E^{\max}} \Phi(E) E dE}{\int_0^{E^{\max}} \Phi(E) dE}. \quad (1.36)$$

Энергетические спектры принято различать по виду частиц, спектры которых исследуются. Таким образом различают, например,  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -спектры, спектры нейтронного излучения, спектры рентгеновского излучения и др. Рассмотрим примеры энергетических спектров основных видов ядерных излучений.

**Альфа-спектры.** Альфа-частицы образуются в основном при ядерных реакциях и при распаде радиоактивных ядер. Спектры  $\alpha$ -частиц (как и любых вторичных частиц), образующихся в ядерной реакции, определяются схемой уровней соответствующего остаточного ядра и максимальной энергией его возбуждения. В реакции  $A(a, \alpha)B$  (здесь  $A$  — исходное ядро;  $a$  — налетающее ядро;  $B$  — ядро-продукт реакции) максимальная энергия  $E^{\max}$   $\alpha$ -частиц (как и максимальная энергия возбуждения остаточного ядра) равна

$$E^{\max} = E_a + Q = E_a + E_B^*, \quad (1.37)$$

где  $E_a$ ,  $E_\alpha$  — кинетическая энергия частиц  $a$  и  $\alpha$  в Ц-системе;  $Q$  — энергия (теплота) реакции;  $E_B^*$  — энергия возбуждения остаточного ядра-продукта реакции.

Если энергия  $E^{\max}$  мала, то при испускании  $\alpha$ -частиц заселяются только нижние дискретные уровни остаточного ядра, и энергетический спектр  $\alpha$ -частиц будет дискретным. При больших энергиях  $E^{\max}$  в процессе испускания  $\alpha$ -частиц заселяются также высоколежащие уровни, где плотность состояний велика и возбужденные уровни могут перекрываться. Экспериментальный энергетический спектр  $\alpha$ -частиц в этом случае будет содержать дискретную область и область практически непрерывного спектра.

Спектр  $\alpha$ -излучения, образующегося при  $\alpha$ -распаде, является дискретным (линейчатым). Различают три вида  $\alpha$ -распада и соответствующих им энергетических спектров (рис. 1.18).

1. Основной вид распада — это распад, при котором переходы осуществляются только между основными состояниями. В спектре наблюдается лишь одна линия.

2. Возможен распад, при котором происходят также переходы на возбужденные уровни (при этом энергия  $\alpha$ -частиц уменьшается примерно на  $E_{\text{возб}}$ , поэтому такие  $\alpha$ -частицы называют короткопробежными). В спектре дополнительно появляются несколько линий, интенсивность которых быстро падает с увеличением  $E_{\text{возб}}$ . Так, при увеличении  $E_{\text{возб}}$  на 0,5 МэВ интенсивность линий падает в  $10^2 - 10^4$  раз. Допол-

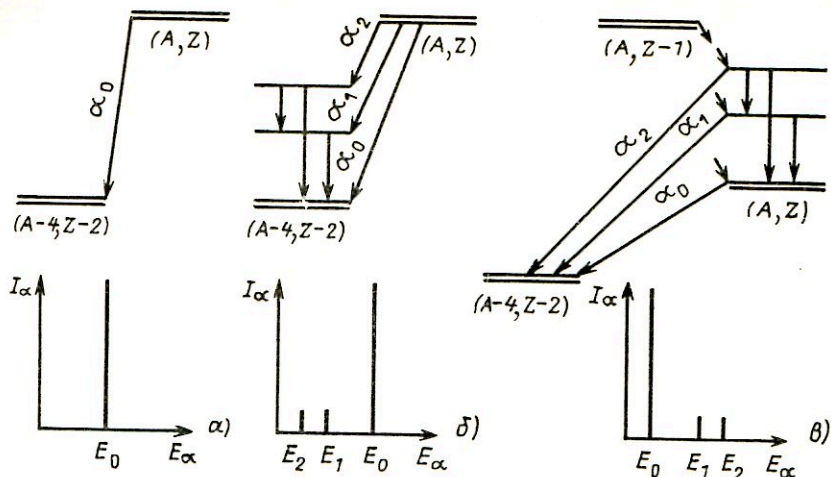


Рис. 1.18. Основные виды схем  $\alpha$ -распада и соответствующие им линейчатые  $\alpha$ -спектры:

*a* – моноэнергетический спектр; *б* – схема образования короткопробежных  $\alpha$ -частиц; *в* – схема образования длиннопробежных  $\alpha$ -частиц

нительные линии образуют так называемую тонкую структуру  $\alpha$ -спектров.

3. Следующий вид распада – это распад с возбужденных уровней материнского ядра. Энергия частиц, испущенных ядром с возбужденного уровня, возрастает примерно на  $E_{\text{возб}}$ , и в этом случае говорят о длиннопробежных  $\alpha$ -частицах. Их интенсивность, как правило, очень мала из-за большой вероятности предварительных  $\gamma$ -переходов на основное состояние в материнском ядре.

Спектры  $\alpha$ -источников существенно искажены по сравнению со спектрами эмиссии (реальными спектрами) из-за поглощения части энергии в источнике. В спектре появляется длинный хвост в области малых энергий, связанный со значительными потерями энергии  $\alpha$ -частицами, вылетающими из источника под большими углами к поверхности.

**Бета-спектры.** Основными процессами, при которых испускаются  $\beta$ -частицы или электроны, являются: радиоактивные превращения ядер и взаимодействие фотонного излучения с веществом. Энергия, выделяющаяся при  $\beta$ -распаде, распределяется между тремя частицами, поэтому энергетический спектр  $\beta$ -частиц сплошной и простирается от  $E_{\beta} = 0$  до

$$E_{\beta}^{\max} = Q_{\beta} - (E_{\text{отд}} + m_{\nu}c^2). \quad (1.38)$$

Средняя энергия  $\beta$ -спектра примерно равна  $E_{\beta}^{\max}/3$ . Экспериментальное энергетическое распределение  $\beta$ -частиц для однокомпонентного

$\beta$ -спектра записывают в виде

$$N_{\pm}(E) dE = k^2 S(E) pE (E_0 - E)^2 F(\pm Z, E) dE, \quad (1.39)$$

где  $N_{\pm}(E)$  — интенсивность  $\beta$ -частиц;  $k^2$  — постоянный множитель;  $S(E)$  — форм-фактор [для разрешенных  $\beta$ -спектров  $S(E) = 1$ ]. Остальные обозначения как в (1.12).

Спектр  $\beta$ -источников может существенно искажаться вследствие потерь энергии при взаимодействии с материалом источника. При этом изменяется форма спектра во всем энергетическом диапазоне. Спектр существенно обогащается мягкими компонентами.

Лишь незначительное число  $\beta$ -радиоактивных нуклидов является чистыми  $\beta$ -излучателями, т.е. переход в них происходит только в основное состояние. К таким нуклидам относятся:  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{31}\text{P}$ ,  ${}^{35}\text{S}$ ,  ${}^{90}\text{Sr}$ ,  ${}^{204}\text{Tl}$ ,  ${}^{210}\text{Bi}$  (рис. 1.19).

Однако даже из них невозможно изготовить источники без фотонного излучения: возникают тормозное излучение в материале источника и подложки и характеристическое излучение при перестройке атома, в ядре которого произошел  $\beta$ -переход, а  $\beta^+$ -переход дополнительно сопровождается аннигиляционным  $\gamma$ -излучением.

В подавляющем большинстве случаев  $\beta$ -распад идет со сравнимыми вероятностями переходов также и на возбужденные уровни (часто их больше десяти, причем переход в основное состояние может вообще отсутствовать) и, таким образом,  $\beta$ -излучение почти всегда сопровождается  $\gamma$ -излучением (рис. 1.11), обычно являющимся в экспериментах фоном, от которого трудно избавиться. Сам  $\beta$ -спектр в этом случае также является сложным и состоит из нескольких компонент с различными энергиями. Разность граничных энергий отдельных компонент определяется энергетическим интервалом между уровнями дочернего ядра, на которые идут соответствующие  $\beta$ -переходы.

Электромагнитные переходы с возбужденных уровней сопровождаются, как правило, вылетом конверсионных электронов, электронов Оже и электрон-позитронных пар (при  $E_{\text{возб}} > 2mc^2$ ), спектры которых имеют дискретный характер. Таким образом, полный  $\beta$ -спектр нуклида часто является смешанным и кроме непрерывной составляющей может иметь несколько дискретных компонент. В качестве примера на рис. 1.20 приведен  $\beta$ -спектр  ${}^{137}\text{Cs}$  вместе с конверсионными линиями. Вылетом электронов Оже с дискретным спектром сопровождается также электронный захват.

Взаимодействие  $\gamma$ -квантов с веществом происходит с вылетом электронов или электрон-позитронных пар. Энергия электронов, возникающих при фотоэффекте, а также энергия электрон-позитронных пар с точностью до энергии атома отдачи равна разности энергии  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma}$  и энергии связи электрона на  $i$ -й оболочке  $E_i$  (в случае фотоэффекта) или энергии  $2mc^2$ , идущей на образование пары (в случае

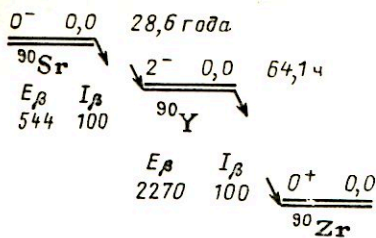


Рис. 1.19. Схема распада  $^{90}\text{Sr}$

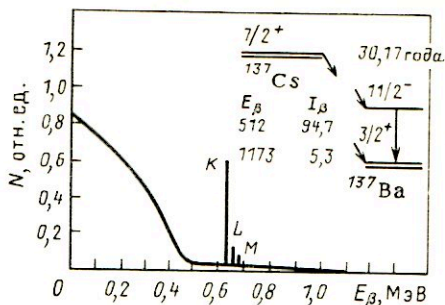


Рис. 1.20. Схема распада  $^{137}\text{Cs}$  и спектр вылетающих при этом  $\beta$ -частиц и электронов конверсии

эффекта образования пар):

$$E_e \approx E_\gamma - E_i; \quad E_{\text{пары}} \approx E_\gamma - 2mc^2.$$

Энергия  $E_e$  комптоновских электронов, образующихся при рассеянии  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma$ , зависит от угла рассеяния  $\gamma$ -квантов  $\Theta$ :

$$E_e = E_\gamma - \frac{mc^2}{mc^2/E_\gamma + (1 - \cos \Theta)}. \quad (1.40)$$

Спектр комптоновских электронов непрерывен и заключен в интервале от  $E_e = 0$  при  $\Theta = 0$  до  $E_e^{\text{max}}$ . При однократном рассеянии

$$E_e^{\text{max}} = E_\gamma - mc^2 / (mc^2/E_\gamma + 2). \quad (1.41)$$

При этом  $\gamma$ -квант рассеивается на угол  $\Theta = 180^\circ$ .

Спектр комптоновских электронов можно получить из формулы Клейна–Нишины для эффективного сечения комптоновского рассея-

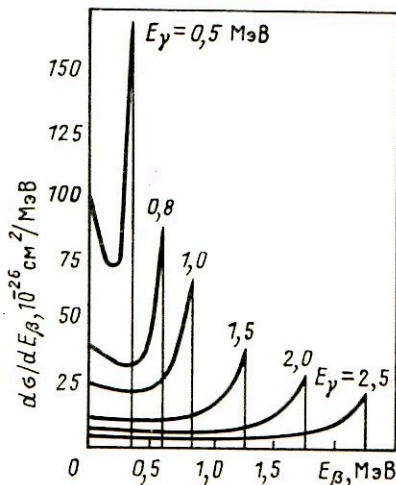


Рис. 1.21. Распределение электронов отдачи по энергиям в эффекте Комптона ( $d\sigma/dE_\beta$  – дифференциальное эффективное сечение для передачи электрону отдачи энергии в интервале  $E_\beta - E_\beta + dE_\beta$   $\gamma$ -квантом с энергией  $E_\gamma$ )



ния. Если обозначить через  $p(E_\gamma, E_e)dE$  вероятность того, что первичный  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma$  образует электрон отдачи в интервале  $(E_e, E_e + dE_e)$ , то можно записать

$$p(E_\gamma, E_e) dE_e = \frac{k}{E_\gamma^2} \left[ 1 + \cos^2 \Theta + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \Theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos \Theta)} \right], \quad (1.42)$$

где  $\alpha = E_\gamma / (mc^2)$ .

На рис. 1.21 приведены спектры, рассчитанные по формуле (1.42). Видно, что теоретическое распределение комптоновских электронов является равномерным в низкоэнергетической части и имеет резкий максимум вблизи  $E_e = E_e^{\max}$ .

**Рентгеновские и  $\gamma$ -спектры.** Основными процессами, при которых происходит испускание рентгеновских и  $\gamma$ -квантов, являются разрядка возбужденных состояний атомов и ядер, распад или аннигиляция элементарных частиц и торможение заряженных частиц.

Мгновенные  $\gamma$ -кванты, возникающие в ядерных реакциях или при делении ядер, могут иметь энергию до 20 МэВ. Мгновенное  $\gamma$ -излучение практически исчезает через  $10^{-8}$  с после реакции.

Гамма-кванты запаздывающего излучения изомеров имеют меньшую энергию (примерно до 5 МэВ), а  $\gamma$ -кванты, испускаемые после  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада, имеют, за редким исключением, энергию менее 2,5 МэВ.

Поскольку времена жизни ядер по отношению к  $\gamma$ -излучению велики по ядерным масштабам (обычно больше, чем  $10^{-15}$  с), то естественные ширины  $\gamma$ -линий сравнительно малы и обычно на пять-шесть порядков меньше энергии самих линий.

Спектр  $\gamma$ -излучения, образующегося при разрядке возбужденных состояний ядер, всегда является дискретным. Однако реально наблюдаемые спектры часто являются практически сплошными из-за большого количества разнообразных ядер, образующихся при делении или в ядерной реакции, и существенного вклада рассеянных  $\gamma$ -квантов. Например,  $\gamma$ -спектр продуктов деления через несколько секунд после деления содержат тысячи линий. Суммарный спектр  $\gamma$ -излучения активной зоны реактора еще сложнее. В него дают вклад мгновенные и задержанные  $\gamma$ -кванты осколков деления,  $\gamma$ -излучение продуктов деления,  $\gamma$ -излучение из  $(n, \gamma)$  реакций и т.д. В диапазоне энергий 0,5–7 МэВ такой спектр слабо зависит от состава активной зоны и может быть аппроксимирован функцией

$$\Phi(E_\gamma) = \text{const} \cdot \exp(-1,1E_\gamma),$$

где энергия  $\gamma$ -квантов выражена в мегаэлектрон-вольтах.

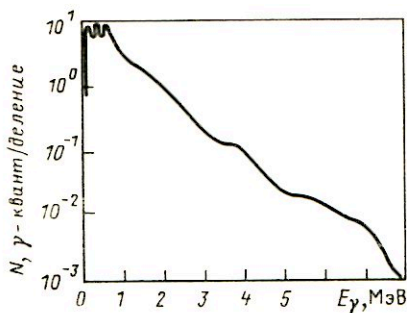


Рис. 1.22. Спектр мгновенного ( $t < 7 \cdot 10^{-8}$  с)  $\gamma$ -излучения при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами

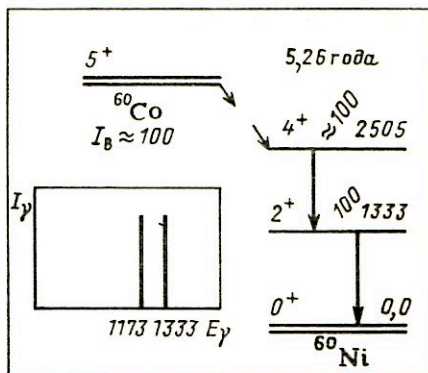


Рис. 1.23. Схема распада  $^{60}\text{Co}$  и линейчатый спектр образующихся при этом  $\gamma$ -квантов

На рис. 1.22, 1.23 в качестве примера приведен спектр мгновенного  $\gamma$ -излучения при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами ( $t \sim 10^{-14}$  с), схема распада  $^{60}\text{Co}$ , образующегося в реакции  $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$  и линейчатый спектр  $\gamma$ -излучения при распаде  $^{60}\text{Co}$ .

Рентгеновское излучение атомов, возбужденных при электронном захвате или внутренней конверсии, имеет ряд дискретных линий с энергией, примерно равной разности энергии связи электрона на оболочках, между которыми осуществляется переход. Как правило, наиболее интенсивными являются линии  $K$ -серии ( $K_{\alpha_1}, K_{\alpha_2}, K_{\beta_1}, \dots$ ), соответствующие переходам электронов с ближайших оболочек ( $L, M \dots$ ). Энергия этих линий лежит в диапазоне от нескольких десятков электрон-вольт до 150 кэВ. Их естественная ширина довольно большая (от нескольких электрон-вольт для элементов с  $Z < 50$  до нескольких десятков электрон-вольт для элементов с  $Z > 50$ ), так как распад атомных уровней в рентгеновском диапазоне происходит за короткие времена ( $10^{-17} - 10^{-16}$  с). Линии разных изотопов элементов имеют лишь немного различающиеся энергии, поэтому рентгеновские спектры, получающиеся при возбуждении атомов с природной смесью изотопов, обладают сложной структурой.

Основными процессами генерации  $\gamma$ -квантов при взаимодействии элементарных частиц являются электрон-позитронная аннигиляция и распад нейтральных пионов.

Позитроны аннигилируют с электронами атома в основном после замедления в веществе (до энергии в несколько электрон-вольт). При этом, как правило, возникают два  $\gamma$ -кванта с энергией по 0,511 МэВ и шириной линии в несколько электрон-вольт. При взаимодействии позитронов малой энергии с электроном может образоваться позитро-

ний (парапозитроний — с антипараллельными спинами позитрона и электрона или ортопозитроний — с параллельными спинами). Парапозитроний также распадается на два  $\gamma$ -кванта по 0,511 МэВ, а ортопозитроний — на три кванта, которые образуют непрерывный спектр.

При аннигиляции быстрых позитронов фотоны испускаются преимущественно вперед и назад по направлению движения позитрона. Фотон, летящий вперед, приобретает почти всю энергию позитрона, а летящий назад имеет энергию около  $mc^2$ . Аннигиляция быстрых позитронов может быть использована для генерации монохроматических  $\gamma$ -квантов переменной энергии с интенсивностью  $10^5 - 10^6$  квант/с.

Нейтральные пионы, образующиеся в ядерных взаимодействиях, распадаются на 2  $\gamma$ -кванта с непрерывным спектром и максимумом при  $E_\gamma = m\pi_0 c^2 / 2 = 67,5$  МэВ.

Тормозное излучение имеет сплошной спектр с максимальной энергией, равной максимальной энергии тормозящихся заряженных частиц. При низких энергиях электронов  $E_e \ll mc^2$  интенсивность излучения максимальна в направлении, перпендикулярном траектории электрона, при высоких энергиях  $E_e \gg mc^2$  излучение испускается в узком пучке со средним углом  $\bar{\Theta} = mc^2 / E_e$ .

Излучение электронов, движущихся по кривой траектории (например, по круговой орбите в синхротроне), называют синхротронным. Оно также имеет сплошной спектр и испускается в узком конусе (с половинным углом раствора  $\Theta = mc^2 / E_e$ ), ось которого направлена по касательной к траектории.

Монохроматические  $\gamma$ -кванты больших энергий можно получить с помощью обратного комптон-эффекта — рассеяние фотонов с энергией  $E_\gamma$  на быстрых электронах с энергией  $E_e$ . Максимальная энергия рассеянного фотона

$$E'_\gamma = 4E_\gamma [E_e / (mc^2)]^2.$$

При использовании лазерного источника фотонов получают  $10^5 - 10^7$  фотон/с с размытием по энергии около 5%.

Спектры излучения реальных  $\gamma$ -источников могут существенно искажаться по сравнению со спектром эмиссии из-за взаимодействия фотонов с окружающими материалами с образованием вторичного излучения (рассеянного, аннигиляционного, характеристического излучения окружающих материалов и т.д.).

**Спектры нейтронов.** Основными процессами, приводящими к образованию нейтронов, являются: деление ядер, ядерные реакции с образованием нейтронов и  $\beta$ -распад на уровни, энергия возбуждения которых больше энергии связи нейтронов в материнском ядре.

Спектр нейтронов, образующихся при делении, является сплошным и простирается от тепловых энергий до 18 МэВ. Существует несколько описывающих его полуэмпирических формул. Одной из них

является следующая:

$$\Phi(E_n) = A\sqrt{E_n} \exp(-E_n/T), \quad (1.43)$$

где  $A$ ,  $T$  — параметры, определяемые экспериментально. Для спектра нейтронов, образующихся при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами,  $A = 0,77$ ;  $T = 1,290$  МэВ; максимум распределения в этом случае приходится на энергию  $E_n \approx 0,7$  МэВ, а средняя энергия нейтронов в спектре  $\bar{E}_n \approx 2$  МэВ (рис. 1.24).

Наиболее интенсивные потоки нейтронов [примерно до  $10^{18}$  нейтр./с с плотностью потока в экспериментальных каналах примерно до  $10^{15}$  нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ )] получают в ядерных реакторах. Спектр нейтронов в реакторе в диапазоне  $E_n < 3$  МэВ существенно отличается от спектра деления, так как он устанавливается в результате многократного столкновения нейтронов с ядрами, находящимися в активной зоне, и становится более мягким. Степень деформации спектра зависит от состава активной зоны делящегося материала, замедлителя, отражателя. Для реакторов на быстрых нейтронах она существенно меньше, чем на тепловых.

Хорошей аппроксимацией для спектра нейтронов в большом объеме замедлителя у активной зоны в диапазоне от характерной энергии тепловых нейтронов до энергии около 0,2 МэВ является спектр Ферми

$$\Phi(E_n) = \text{const}/E_n. \quad (1.44)$$

Энергетическое распределение тепловых нейтронов в слабо поглощающих средах близко к максвелловскому. Оно соответствует несколько более высокой температуре, чем температура среды (из-за непрерывного поглощения нейтронов с тем большей эффективностью, чем меньше энергия нейтронов и постоянного поступления нейтронов более высоких энергий в процессе замедления), и имеет вид

$$\Phi(E_n) = \text{const} \sqrt{E_n} \exp[-E_n/(kT)]. \quad (1.45)$$

Наиболее интенсивные импульсные потоки нейтронов деления получают при ядерном взрыве (удельный выход около  $3 \cdot 10^{23}$  нейтр./кг). Спектр нейтронов ядерного взрыва близок к спектру нейтронов активной зоны реактора на быстрых нейтронах.

На практике для получения нейтронов со спектром деления часто используют изотопные источники, содержащие спонтанно делящиеся нуклиды:  $^{232}\text{Th}$  [удельный поток нейтронов  $4,2 \cdot 10^{-8}$  нейтр./( $\text{с} \cdot \text{мг}$ )];  $^{240}\text{Pu}$  [(1,1 нейтр./( $\text{с} \cdot \text{мг}$ ))];  $^{242}\text{Cm}$  [ $10^4$  нейтр./( $\text{с} \cdot \text{мг}$ )];  $^{252}\text{Cf}$  [ $3 \cdot 10^9$  нейтр./( $\text{с} \cdot \text{мг}$ )];  $^{254}\text{Cf}$  [ $1,3 \cdot 10^{12}$  нейтр./( $\text{с} \cdot \text{мг}$ )] и др. Высокие удельные потоки нейтронов для таких нуклидов, как  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{254}\text{Cf}$ , позволяют изготовить из них почти точечные источники нейтронов.

С образованием нейтронов идут многие реакции —  $(\gamma, n)$ ,  $(p, n)$ ,  $(\alpha, n)$  и др. Реакции  $(\gamma, n)$ ,  $(\alpha, n)$  широко используются в изотопных

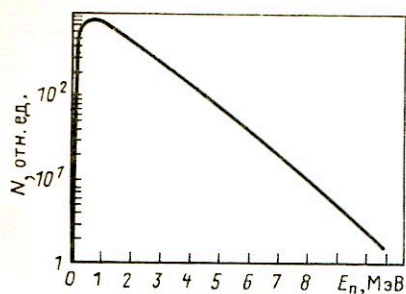


Рис. 1.24. Спектр мгновенных нейтронов при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами

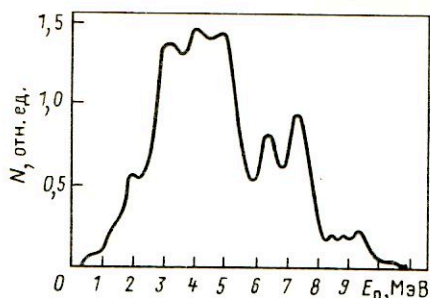


Рис. 1.25. Спектр нейтронов Po ( $\alpha, n$ ) Be-источника

радиоактивных источниках нейтронов. Такие источники представляют собой смесь  $\alpha$ - или  $\gamma$ -излучателя ( $^{210}\text{Po}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{227}\text{As}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ) и вещества мишени, в качестве которой берут материалы с малым  $Z$  (Be, V, Li, F — для  $\alpha$ -излучателей и Be или D — для  $\gamma$ -излучателей).

Спектр нейтронов в ( $\alpha, n$ )-источниках сплошной, с максимальной энергией, близкой к сумме энергии  $\alpha$ -частицы и энергии реакции. Энергия нейтрона зависит от угла его вылета относительно первичной частицы, от энергии конечного состояния остаточного ядра и энергии первичных частиц, вступающих в реакцию. На рис. 1.25 приведен спектр источника, изготовленного из смеси Po и Be. Изотопные ( $\alpha, n$ )-источники обеспечивают потоки  $10^8 - 10^9$  нейтр./с.

Удельный поток нейтронов ( $\gamma, n$ )-источников (их называют также фотонейтронными) сравнительно низок, поэтому такой источник дает малое число нейтронов на фоне интенсивного  $\gamma$ -излучения. Однако при использовании моноэнергетических  $\gamma$ -квантов в такой реакции можно получить практически моноэнергетические нейтроны.

Интенсивные пучки моноэнергетических нейтронов с энергией от нескольких килоэлектрон-вольт до нескольких десятков мегаэлектрон-вольт получают с помощью ускорителей заряженных частиц. Разброс энергии нейтронов в таких пучках определяется флуктуациями энергии ускоренных частиц и потерями энергии в мишени.

Наиболее широко используют реакции ( $p, n$ ) и ( $d, n$ ) на легких ядрах: T( $d, n$ ) $^4\text{He}$  ( $Q = 17,6$  МэВ); D( $d, n$ ) $^3\text{He}$  ( $Q = 3,27$  МэВ);  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  ( $Q = -1,65$  МэВ,  $E_{\text{пор}} = 1,88$  МэВ); T( $p, n$ ) $^3\text{He}$  ( $Q = -0,764$  МэВ,  $E_{\text{пор}} = 1,019$  МэВ), где  $Q$  — энергия реакции;  $E_{\text{пор}}$  — пороговая энергия. Реакцию T( $d, n$ ) $^4\text{He}$  применяют особенно широко для получения моноэнергетических нейтронов с энергией 14 МэВ и выше. Большая энергия этой реакции обеспечивает получение практически моноэнергетических нейтронов для всех направлений вылета при

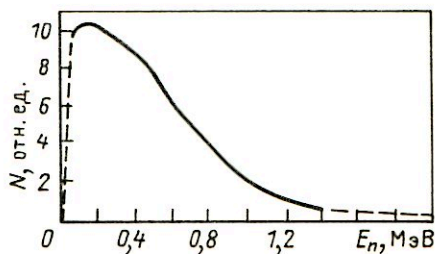
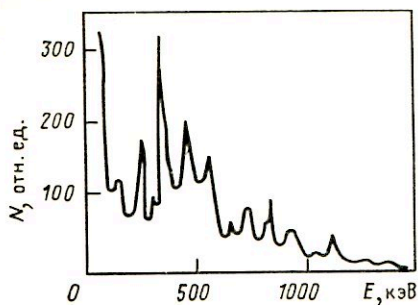


Рис. 1.26. Спектр запаздывающих нейтронов  $^{137}\text{Xe}$

Рис. 1.27. Интегральный спектр запаздывающих нейтронов при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами

энергиях дейтона 100 – 300 кэВ. Каждому вылетевшему нейтрону сопутствует  $\alpha$ -частица с энергией около 3,7 МэВ, что дает возможность определять поток нейтронов с погрешностью менее 1%.

Наиболее интенсивные импульсные потоки нейтронов с энергией 14 МэВ формируются при термоядерном взрыве [реакция  $\text{T}(d, n)^4\text{He}$ , удельный выход около  $10^{23}$  нейтр./кт], однако спектр нейтронов, выходящих из взрывного устройства, существенно деформирован и близок к спектру излучения реактора на быстрых нейтронах.

При  $\beta$ -распаде нейтронно-избыточных ядер (такие ядра чаще всего образуются в реакциях деления) могут испускаться нейтроны, которые называют запаздывающими (см. § 1.2). На рис. 1.26, 1.27 приведены спектр запаздывающих нейтронов  $^{137}\text{Xe}$  и интегральный спектр

Таблица 1.1. Классификация нейтронов

Нейтроны	Определение
Холодные	Нейтронное излучение со средней энергией нейтронов, меньшей средней энергии окружающей среды
Тепловые	Нейтронное излучение, находящееся в термодинамическом равновесии с рассеивающими атомами среды
Промежуточные	Нейтронное излучение с энергией в интервале от средней энергии тепловых нейтронов до 200 кэВ
Быстрые	Нейтронное излучение с энергией в интервале от 200 кэВ до 20 МэВ
Сверхбыстрые	Нейтронное излучение с энергией более 20 МэВ

запаздывающих нейтронов для случая деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Спектры запаздывающих нейтронов имеют ярко выраженную тонкую структуру. Средняя энергия интегрального спектра — около 300 кэВ.

От энергии нейтронов очень сильно зависит характер их взаимодействия с веществом, а следовательно, и методы их исследования. При этом происходит не только изменение сечений взаимодействия, но существенно изменяется соотношение между различными видами взаимодействий. Поэтому нейтроны принято разбивать на ряд энергетических групп, объединяющих нейтроны, близкие по характеру взаимодействия. Основные энергетические группы нейтронов (они частично перекрываются друг с другом) и их названия, установленные в соответствии с ГОСТ 15484–81, приведены в табл. 1.1.

#### 1.4. Спектрометры ядерного излучения

**Классификация спектрометров.** Под спектрометром ионизирующего излучения понимают прибор или установку для измерения спектров ионизирующего излучения (см. § 1.3).

Структурная схема спектрометрического эксперимента аналогична схеме любого ядерно-физического эксперимента, так как, несмотря на многообразие конечных задач ядерной физики, их связывает общий предмет исследования — ядерное излучение. На рис. 1.28 показана типичная блок-схема ядерно-физического эксперимента.

Источниками ядерного излучения являются естественные радиоактивные нуклиды, космические объекты, ускорители, ядерные и термоядерные взрывы, ядерные и термоядерные реакторы, искусственные радиоактивные нуклиды, получаемые при взрывах, в реакторах или на ускорителях и т.д.

Эксперименты по исследованию излучений принято делить на два типа: на пучке и вне пучка. Последние проводятся в два независимых этапа: получение исследуемых нуклидов и доставка в лабораторию, разделение и исследование. Методы вне пучка имеют лучшие фоновые условия, однако они пригодны лишь для исследования достаточно долгоживущих радионуклидов (с временем жизни около минуты и больше).

В экспериментах на пучке получение радионуклидов, их транспортировка, разделение и исследование взаимосвязаны, так что экспериментальный комплекс, в котором они осуществляются, часто представляет собой единое целое. Таковы, например, ISOL-системы (Isotope Separator On-Line).

В опытах на пучках могут исследоваться как излучения короткоживущих нуклидов (с временами жизни менее минуты), так и другие процессы, протекающие за времена вплоть до  $10^{-20}$  с.

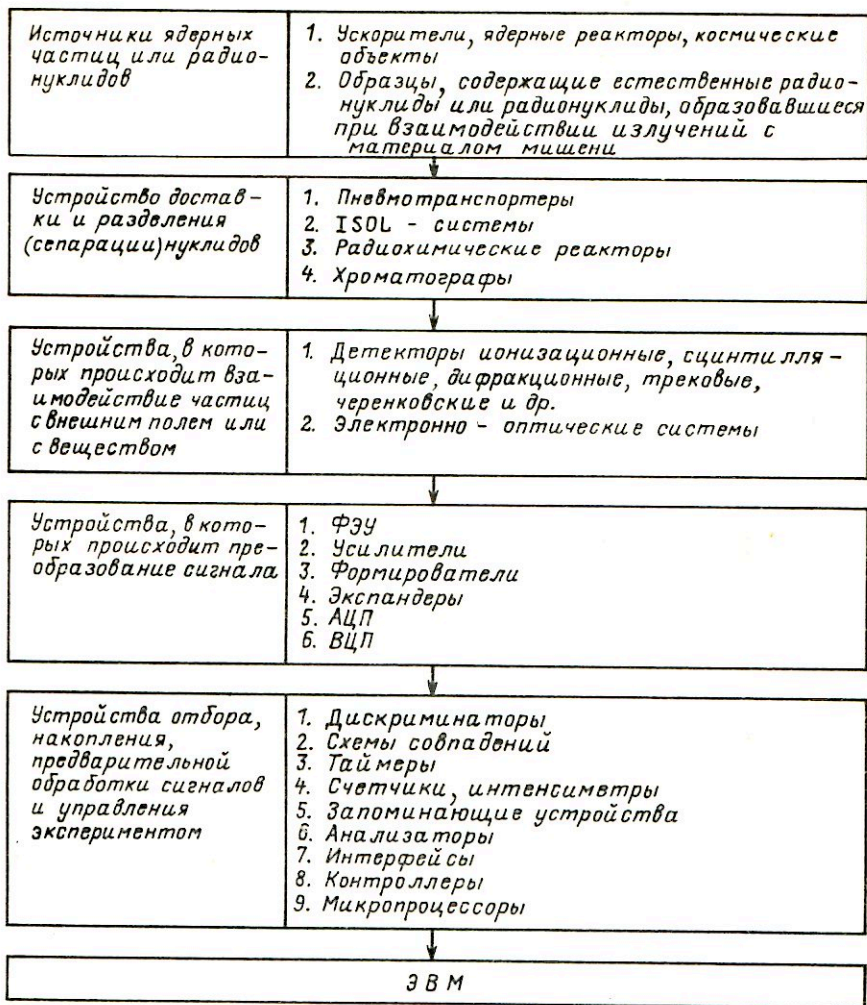


Рис. 1.28. Блок-схема ядерно-физического эксперимента

При исследовании процессов, происходящих за времена менее 0,1 с, исследуемые нуклиды (или мишень, в которой они образуются) уже не выводятся из-под пучка. Детектор в этом случае располагается на таком расстоянии от мишени, что исследуемое излучение непосредственно достигает его. В таких экспериментах широко используются импульсные пучки ускорителей и реакторов.

Если исследуются процессы, происходящие за большие времена, то в эксперименте могут применяться какие-либо системы вывода радио-



нуклидов из пучка, их разделение и доставка к детектору. При этом широко используются: пневмотранспортные системы, доставляющие мишень к детектору или к радиохимическому реактору; системы с гелиевой струей, омывающей тонкую мишень, захватывающей радиоактивные ядра, выбиваемые из нее и транспортирующей эти ядра к поглотителю, установленному вблизи детектора; ленточные транспортеры. Для разделения нуклидов используются масс-сепараторы, радиохимические реакторы, хроматографы.

Вид источника ионизирующего излучения, типы и характеристики изучаемых частиц, конечные цели исследования определяют область ядерной физики, в которой используется данная схема эксперимента (физика элементарных частиц, ядерная спектроскопия, дозиметрия, радиометрия и т.д.), и структуру отдельных блоков, режимы их работы, специфику методов обработки информации и т.д. Например, если цель эксперимента — определение активности нуклида в источнике (радиометрический эксперимент), то существенным является обеспечение высокой эффективности взаимодействия излучения с детектором и хороших временных характеристик блоков. Если цель эксперимента — исследование спектров ядерных излучений (спектрометрический эксперимент), то здесь на первый план выступает обеспечение высокого разрешения детектора, малых шумов и линейности преобразования блоков. Подробное рассмотрение типов и характеристик отдельных блоков спектрометра — это предмет исследования целых разделов экспериментальной ядерной физики. Здесь же рассматриваются общие характеристики спектрометров, особенности их построения при исследовании различных спектров, методы обработки спектров и другие вопросы.

Классификация спектрометров ядерного излучения возможна по нескольким признакам. По виду исследуемого спектра их классифицируют так же, как спектры (см. § 1.3): одномерные и многомерные; спектрометры энергии, интервалов времени и т.д.; альфа-, бета-, гамма-спектрометры, спектрометры нейтронов и т.д. Их принято также классифицировать по эффекту или результату взаимодействия исследуемого излучения с материалом детектора или с внешним полем (табл. 1.2). Регистрироваться может эффект или результат взаимодействия вторичного излучения, возникающего в специальном радиаторе или мишени. По этому принципу работает большинство методов спектрометрии нейтронов (интегральные и дифференциальные методы ядер отдачи, метод ядерных реакций и т.д.).

Вместо указания эффекта или результата взаимодействия излучения с детектором в названии спектрометров часто употребляют конкретное название детектора: спектрометры с полупроводниковыми детекторами, с газовыми ионизационными детекторами, со сцинтилляционными детекторами и т.д. Достаточно полно спектрометр можно охарактеризовать, если в его названии указать параметр, по кото-

Таблица 1.2. Классификация спектрометров

Измеряемая величина	Эффект или результат взаимодействия	Тип спектрометра или метода
Амплитуда электрического сигнала	Образование носителей заряда (электрон-ионных или электрон-дырочных пар)	Ионизационные газовые, жидкостные, твердотельные
Амплитуда светового сигнала	Образование фотонов	Сцинтилляционные
Угол дифракции	Дифракция излучения на кристалле	Кристалл-дифракционные
Угол черенковского излучения	Образование черенковского излучения	Черенковские
Размеры и пространственное расположение трека	Образование треков	Трековые (газовые с диффузионными, искровыми или стримерными камерами; жидкостные с пузырьковыми камерами; твердотельные с ядерными фотоэмульсиями или диэлектрическими материалами)
Угол отклонения в магнитном поле	Отклонение в магнитном поле	Магнитные
Время пролета базового расстояния	Любое взаимодействие в двух точках траектории	Времяпролетные
Активность радионуклида	Ядерная реакция	Активационные

рому исследуется распределение излучения, вид исследуемого излучения и тип используемого детектора, например спектрометр энергии  $\gamma$ -излучения с полупроводниковым детектором.

**Функция отклика и форма линии спектрометра.** Непосредственной целью спектрометрического эксперимента является измерение спектра, т.е. функции  $\Phi(x^{(1)}, x^{(2)} \dots)$ . В таком эксперименте при работе спектрометра осуществляется регистрация частиц и анализ их характеристик. Этот анализ осуществляется путем преобразования исследуемых характеристик частиц  $V$  (энергии, массы и т.д.) в наблюдаемые физические величины  $x$  (амплитуду электрического импульса или световой вспышки, угол отклонения в магнитном поле и т.п.). При регистрации частицы величины  $x$  измеряются, причем число актов регистрации должно быть как можно большим. В этом случае говорят о "хорошей" или "большой" статистике, если же число зарегистрированных частиц невелико, говорят о "плохой" или "малой" статистике.

Результатом такого эксперимента является совокупность значений  $x_i^{(1)}, x_i^{(2)} \dots (i = 1, \dots, n - \text{номер измерения})$ . В принципе, изуче-

ние и интерпретация спектра возможны по совокупности отдельных значений. В этом случае измеренные значения по отдельности хранятся в запоминающем устройстве. Такой способ широко применяется при анализе многомерных спектров. Его неудобство, однако, заключается в отсутствии наглядности, невозможности качественных визуальных оценок и контроля. Более подробно указанный способ представления спектров будет рассмотрен ниже, а сейчас обратимся к рассмотрению частного случая одномерных спектров, для которых обычно используются более наглядные представления.

В качестве спектра  $\Phi(x)$  будем рассматривать спектр зарегистрированных установкой частиц. Это означает, что  $\Phi(x)dx$  трактуется как среднее число частиц, зарегистрированное за единицу времени, у которых параметр  $x$  лежит в интервале  $(x, x + dx)$ .

Наиболее простым представлением измеренных данных является так называемый интегральный аппаратный спектр  $F(x)$ , под которым подразумевается функция

$$F(x) = \nu(x \leq x_i), \quad (1.46)$$

где  $\nu(x \leq x_i)$  — количество измеренных значений, превышающих заданное значение  $x$ . Эта функция является монотонно убывающей, кусочно-постоянной и испытывает скачки в точках  $x_i$ . Если функция  $F(x)$  известна при всех значениях  $x$ , то она содержит всю исходную измерительную информацию. Полное ее задание возможно лишь по окончании измерений, когда все значения по отдельности размещены в запоминающем устройстве. На практике, однако, поступают иначе. Заранее задаются значения  $x$  (пороги), для которых требуется определить  $F(x)$ ; они последовательно устанавливаются в экспериментальной установке, в которой содержится устройство (дискриминатор), сравнивающее зарегистрированное значение с порогом, и подсчитывается число случаев превышения порога. Поскольку в этом методе производится не измерение значения  $x_i$ , а лишь его цензурирование, т.е. установление факта превышения порога, то ясно, что детальная информация о характере спектра, содержащаяся в  $x_i$ , теряется.

Представление о виде интегрального аппаратного спектра является устаревшим и используется лишь как вспомогательный метод. Дискриминаторы используются для выделения частиц с характеристиками, превышающими порог. Наиболее типичное употребление — выделение сигналов, связанных с нужными частицами, на фоне шума или других частиц.

Гораздо более распространенным является представление результатов измерений в виде дифференциального аппаратного спектра. В общем случае он получается следующим образом. Весь диапазон интересующих экспериментатора значений измеряемой величины ( $x_{\min}$ ,  $x_{\max}$ ) делится на участки (каналы): первый канал охватывает значе-

ния от  $x_{\min}$  до некоторого  $x^{(1)}$ ; второй канал — от  $x^{(1)}$  до  $x^{(2)}$  и т.д. Величина  $\Delta_j = x^{(j+1)} - x^{(j)}$  называется шириной  $j$ -го канала. Чаще всего ширины каналов выбираются равными друг другу, и ширина канала выбирается за единицу измерения  $x$ , хотя то и другое необязательно. Дифференциальным аппаратурным спектром называется функция

$$f(x) = \nu_j / \Delta_j \quad \text{при } x \in (x^{(j+1)}, x^{(j)}), \quad (1.47)$$

где  $\nu_j$  — количество экспериментальных значений, удовлетворяющих условию  $x_i \in (x^{(j+1)}, x^{(j)})$ . Очень часто эту функцию нормируют на общее число зарегистрированных частиц  $n$ , т.е. полагают

$$f_1(x) = \nu_j / (n \Delta_j), \quad (1.48)$$

или иным способом. Как следует из данного определения, дифференциальный спектр представляет кусочно-постоянную функцию (гистограмму). Однако обычно непрерывный набор значений  $x$  не используется. Значение  $f(x)$  приписывается некоторой точке внутри канала, чаще всего его середине.

Как правило, процедура получения дифференциального аппаратурного спектра совмещена с измерением. Для этого в экспериментальной установке существует специальное устройство, называемое аналого-цифровым преобразователем, который преобразует сигнал  $x_i$  в число (двоичный код), обозначающее номер канала  $j$ , в соответствии с правилом  $x_i \in (x^{(j+1)}, x^{(j)})$ .

Следует отметить, что, как и в случае интегрального спектра, дифференциальный аппаратурный спектр является случайной функцией. Ее случайный характер не играет роли лишь при очень большой статистике.

Важным вопросом является выбор ширины канала  $\Delta$ . Рассмотрим сначала случай большой статистики. Здесь число значений, попавших в данный канал, можно считать равным их среднему значению. Если  $\Phi(x)$  — истинный спектр, то упомянутое среднее значение, очевидно, равно

$$f(x) = \frac{t}{\Delta} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \Phi(x+s) ds, \quad (1.49)$$

где  $t$  — время измерения спектра. Точка  $x$  является серединой канала. Из приведенного выражения видно, что  $f(x)$  совпадает с  $\Phi(x)$  только в том случае, если  $\Delta \rightarrow 0$ . При конечных  $\Delta$ , вообще говоря, эти функции отличаются друг от друга, т.е.  $f(x)$  воспроизводит  $\Phi(x)$  с некоторой погрешностью (погрешность дискретизации). Оценим ее значение.

Допустим, что в пределах ширины канала  $\Phi(x)$  меняется слабо. Если это условие не выполнено, искомая погрешность будет заведомо

большой. Разложим подынтегральное выражение в ряд вокруг точки с точностью до члена второго порядка:

$$\Phi(x+s) = \Phi(x) + \Phi'(x)s + (1/2)\Phi''(x)s^2 \quad (1.50)$$

и подставим это разложение в интеграл. После простых вычислений получим

$$f(x) = [\Phi(x) + (1/24)\Phi''(x)\Delta^2]t. \quad (1.51)$$

Второе слагаемое в этом выражении представляет собой искомую погрешность. Ширину канала следует выбирать так, чтобы она не превышала заданной величины  $\sigma$ :

$$\sigma > \frac{1}{24}\Phi''(x)\Delta^2t.$$

В случае, когда статистика невелика, приведенные выше выражения относятся к среднему значению случайной величины  $f(x)$ .

Величину  $\sigma$  можно задавать, исходя из ее статистического характера. Случайная величина  $\nu_j$  распределена по закону Пуассона и, следовательно, среднеквадратическая погрешность равна  $\sqrt{\bar{\nu}_j}$ . Отсюда следует, что среднеквадратическая погрешность  $f$  равна

$$\sigma_f = \frac{\sqrt{\bar{\nu}_j}}{\Delta} = \sqrt{\frac{\Delta f(x)}{\Delta^2}} = \sqrt{\frac{f(x)}{\Delta}} = \sqrt{\frac{\Phi(x)t}{\Delta}}. \quad (1.52)$$

Здесь мы пренебрегли вторым слагаемым в выражении (1.51). Очевидно, ширину канала целесообразно выбрать так, чтобы систематическая погрешность, обусловленная дискретизацией, была мала по сравнению со статистической погрешностью. В этом случае ею можно будет пренебречь, что важно с практической точки зрения, так как наличие систематической погрешности сильно затрудняет анализ. Таким образом, должно быть выполнено неравенство

$$\sqrt{\frac{\Phi(x)t}{\Delta}} > \frac{\alpha}{24}\Phi''(x)\Delta^2t, \quad (1.53)$$

где множитель  $\alpha = 2 \div 3$  учитывает тот факт, что неравенство должно быть выполнено с некоторым запасом. Отсюда следует

$$\Delta < s \sqrt{\frac{(24)^2 \Phi(x)}{[\Phi''(x)]^2 t \alpha^2}}. \quad (1.54)$$

Видно, что ширина канала зависит от вида спектра и значения  $x$ . Если по техническим условиям необходимо иметь одинаковую для всех  $x$

ширину канала, то ее следует определить из неравенства

$$\Delta < \min_x s \sqrt{\frac{(24)^2 \Phi(x)}{[\Phi''(x)]^2 t a^2}}. \quad (1.55)$$

Использование приведенных соотношений затруднено тем, что заранее не известен вид спектра  $\Phi(x)$ . Однако характер спектра, степень его гладкости можно оценить на основе характеристик детекторов и свойств изучаемого физического процесса или объекта, откуда можно сделать качественную оценку неравенства. На практике ширину канала подбирают эмпирически, руководствуясь на качественном уровне приведенным неравенством. Для этого достаточно ширину канала выбирать таким образом, чтобы в трех смежных каналах спектр можно было бы аппроксимировать в пределах статистической ошибки прямой линией.

Приведенные соображения ограничивают ширину канала сверху. Ограничение ширины канала снизу определяется статистикой. При прочих равных условиях число набранных в канале отсчетов пропорционально ширине канала, поэтому слишком малая ширина приведет к тому, что статистика будет плохой и флуктуации от канала к каналу будут значительными. Это, в свою очередь, затрудняет интерпретацию результатов.

Таким образом, можно выбрать ширину канала так, чтобы дискретизация не давала существенного искажения спектра. Тем не менее измеренный спектр не будет совпадать с истинным спектром излучения. Причина заключается в том, что преобразование физической характеристики частицы (энергия и т.д.) в измеряемую величину (например, в амплитуду импульса) носит вероятностный характер и поэтому не является однозначным. Пусть  $G(x, V)$  — условная плотность вероятности регистрации значения выходного сигнала, равного  $x$  при условии, что соответствующая частица имела значение физического параметра, равное  $V$ . Эта функция называется **функцией отклика спектрометра**. Более подробно она рассматривается в гл. 9. В этой главе также будет показано, что измеренный спектр  $U(x)$  связан со спектром излучения с помощью соотношения

$$U(x) = \int G(x, V) \Phi(V) dV. \quad (1.56)$$

Функции  $U(x)$  и  $\Phi(V)$  близки друг к другу только в случае, когда  $G(x, V)$  близка к  $\delta$ -функции. В других случаях они различаются. Вопрос о восстановлении спектра излучения  $\Phi(V)$  по известным  $U(x)$  и  $G(x, V)$  рассматривается в гл. 9.

Вид функции отклика определяется характером взаимодействия излучения с материалом детектора или внешним полем, а также характеристиками процесса преобразования сигнала. В общем случае функция

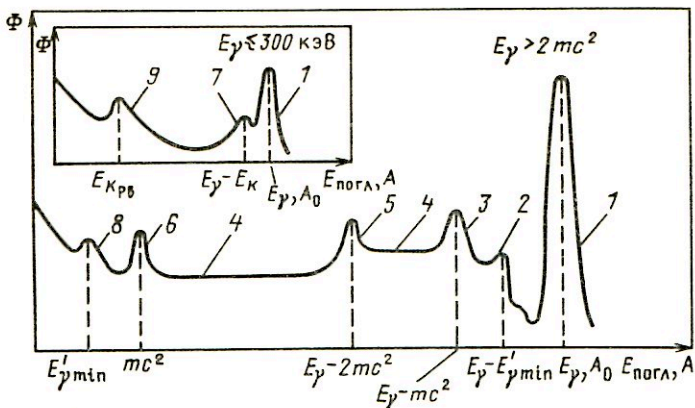


Рис. 1.29. Аппаратурная форма линии спектрометра  $\gamma$ -излучения с кристаллами NaI(Tl) или Ge(Li):

1 – пик полного поглощения; 2 – комптоновский пик; 3 – пик одиночного вылета; 4 – комптоновский континуум; 5 – пик двойного вылета; 6 – пик аннигиляционного излучения; 7 – пик утечки характеристического излучения детектора; 8 – пик обратного рассеяния; 9 – пик характеристического излучения защиты

отклика не имеет простого аналитического представления и дается в виде таблиц, матриц или изображается графически. Она может быть рассчитана. Однако из-за сложности процессов взаимодействия излучения и преобразования сигналов точность таких расчетов, как правило, невелика. Чаще всего вид функции отклика исследуется экспериментально.

Если исследуется излучение со спектром  $\Phi(V)$  в виде  $\delta$ -функции (практически, если для ширины линии в спектре излучения  $\Delta V$  и в аппаратном спектре  $\Delta x$  выполняется условие  $\Delta V \ll \Delta x$ ), то получающийся при этом аппаратный спектр  $\Phi(x)$  называют аппаратной формой линии (АФЛ) спектрометра. АФЛ в таком определении аналогична функции отклика  $G(V = \text{const}, x)$ .

Рассмотрим характерные особенности АФЛ на примере спектрометров энергии  $\gamma$ -излучения с ионизационными или сцинтилляционными детекторами, которые наиболее часто используются в ядерно-спектрометрических исследованиях (рис. 1.29).

Параметром, характеризующим излучение, в таком спектрометре будет энергия частицы  $E$ , а параметром, характеризующим сигнал, – амплитуда импульса  $A$ . АФЛ такого спектрометра будет представлять собой спектр амплитуд импульсов, получающийся при исследовании моноэнергетического излучения (на практике – реального спектра частиц). В общем случае этот спектр является непрерывным распре-

делением с некоторым количеством пиков — более или менее узких колоколообразных распределений. Именно по параметрам таких пиков, как правило, можно наиболее точно восстановить характеристики излучения. Очевидно, что чем точнее определяются параметры пиков, тем точнее по ним восстанавливаются характеристики излучения. Поэтому при конструировании спектрометров стоит задача увеличения вклада импульсов в определенные пики и уменьшения ширины этих пиков.

Как правило, в конце амплитудного распределения (в области  $A \approx A_0$ ,  $E_{\text{погл}} \approx E_\gamma$ ), получаемого на рассматриваемых спектрометрах, присутствует пик, соответствующий полному поглощению энергии первичного излучения в чувствительном объеме детектора — пик полного поглощения (ППП).

Неполное поглощение энергии излучения может привести к общему смещению ППП в область меньших амплитуд, увеличению ширины пика, к его асимметрии, к образованию непрерывного распределения и дополнительных пиков в области меньших амплитуд. Неполное поглощение энергии излучения в чувствительном объеме детектора обычно связано с потерями энергии на пути к детектору и с утечкой части энергии излучения из чувствительного объема детектора (энергия частицы не поглощается полностью в детекторе, и частица вылетает из него, унося часть энергии).

Потери на пути к детектору могут происходить в активном слое и герметизирующем покрытии самого источника, слое воздуха между источником и детектором, в контейнере, окне или "мертвом" слое детектора. Часть энергии может быть унесена из чувствительного объема детектора за счет вылета из него вторичного излучения (электронов, рентгеновских или аннигиляционных квантов), а также  $\gamma$ -квантов, рассеянных внутри чувствительного объема.

Рассмотрим подробнее физические процессы, приводящие к формированию наиболее характерных участков АФЛ в области  $A < A_0$  (или  $E_{\text{погл}} < E_\gamma$ ).

В области, соответствующей поглощенной энергии  $E_{\text{погл}} = 200 \div 250$  кэВ, обычно присутствует пик, называемый пиком обратного рассеяния (ПОР). Его образуют  $\gamma$ -кванты, рассеянные на пути к детектору на большие углы и попавшие затем в чувствительный объем детектора (рассеяние происходит от конструкционных материалов, окружающих детектор, и от ФЭУ). При углах рассеяния  $\Theta \geq 150^\circ$  энергия рассеянных квантов практически не зависит от угла рассеяния и близка [см. (1.40), (1.41)] к

$$E'_{\gamma \min} = mc^2 / (mc^2 / E_\gamma + 2). \quad (1.57)$$

При  $E_\gamma \geq 500$  кэВ  $E'_{\gamma \min} \approx 170 \div 250$  кэВ.



В области, соответствующей поглощенной энергии  $E_\gamma - E_K^*$ , обычно наблюдается пик, называемый пиком утечки (ПУ). Его образование характерно при исследовании  $\gamma$ -квантов низких энергий ( $E_\gamma < < 200 \div 300$  кэВ). При таких энергиях основным видом взаимодействия  $\gamma$ -квантов с материалом детектора является фотоэффект, причем из-за большого значения сечения фотоэффекта при таких энергиях он происходит, главным образом, у поверхности детектора. Фотоэффект сопровождается образованием электронов и рентгеновских квантов, и поскольку он происходит вблизи поверхности детектора, то вероятность их утечки из чувствительного объема детектора становится существенной. Утечка электронов приводит к поднятию левого крыла пика. Утечка рентгеновских квантов — к образованию пика утечки.

Комптоновское рассеяние  $\gamma$ -квантов в детекторе с последующим вылетом из детектора рассеянного под углом  $\Theta$  кванта приводит к утечке энергии [см. (1.40), (1.41)]:

$$E = E'_\gamma = mc^2 / [mc^2 / E_\gamma + (1 - \cos \Theta)]. \quad (1.58)$$

При этом минимальной энергия рассеянного кванта  $E'_{\gamma \min}$  будет в случае обратного рассеяния, т.е. при  $\Theta = \pi$ . При  $E_\gamma \gg mc^2$   $E'_{\gamma \min} \approx mc^2 / 2 \approx \approx 250$  кэВ. Амплитуды сигналов имеют при этом непрерывное распределение, соответствующее поглощению энергии электронов отдачи в области  $0 \div (E_\gamma - E'_{\gamma \min})$  — комптоновский континуум. Распределение почти равномерное (см. § 1.3) с подъемом вблизи  $E_\gamma - E'_{\gamma \min}$ , который называют комптоновским краем или комптоновским пиком (КП).

При  $E_\gamma > 2mc^2 + E_{\text{отд}} \approx 2mc^2$  (где  $E_{\text{отд}}$  — энергия атома отдачи) в детекторе может образоваться электрон-позитронная пара с кинетической энергией около  $E_\gamma - 2mc^2$ . Если пара образовалась не у поверхности детектора, то ее кинетическая энергия полностью поглощается в чувствительном объеме детектора, после чего происходит аннигиляция позитрона с образованием, чаще всего, двух квантов с энергией порядка  $mc^2$  каждый. Далее возможны следующие ситуации:

а) оба кванта вылетают из детектора, и в распределении образуется пик, соответствующий поглощенной энергии  $E_\gamma - 2mc^2$  — пик двойного вылета (ПДВ);

б) один квант вылетает, второй — теряет всю энергию в детекторе, и образуется пик, соответствующий поглощенной энергии  $E_\gamma - mc^2$  — пик одиночного вылета (ПОВ);

---

\* Здесь  $E_K$  — энергия связи электрона на  $K$ -оболочке атома, с которым произошло взаимодействие  $\gamma$ -кванта через фотоэффект. Для спектрометров с кристаллом NaI(Tl)  $E_K = E_{K1} = 28$  кэВ, а для спектрометров с Ge(Li)-детектором  $E_K = E_{K\text{Ge}} = 9,8$  кэВ.

в) один или оба кванта рассеиваются, и образуется комптоновское распределение в области от  $E_\gamma - 2mc^2$  до  $E_\gamma - mc^2/3$ .

Пики вылета шире ППП из-за доплеровского уширения аннигиляционной линии. Однако при энергии  $E_\gamma \gtrsim 4 \div 5$  МэВ становятся больше ППП и могут привлекаться при обработке спектров.

Попадание в чувствительный объем детектора и поглощение в нем вторичного излучения, образовавшегося при взаимодействии первичного излучения с материалами, окружающими детектор, может привести к появлению дополнительных пиков. Так, при исследовании  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma \gtrsim 2mc^2$  или при наличии  $\beta^+$ -переходов в схеме распада исследуемых нуклидов в аппаратурном спектре появляется пик, соответствующий регистрации аннигиляционных квантов с энергией около 0,511 МэВ.

При взаимодействии исследуемого  $\gamma$ -излучения с окружающими материалами из-за фотоэффекта возникает характеристическое излучение этих материалов, которое регистрируется детектором и образует пик характеристического излучения (ПХИ), соответствующего поглощенной энергии около  $E_K$  (где  $E_K$  — энергия связи электрона на  $K$ -й оболочке). С увеличением атомного номера материала увеличивается вероятность фотоэффекта и энергия характеристического излучения, что приводит к росту ПХИ и перемещению его в более жесткую область спектра. Обычно ближе всего расположен к детектору и имеет большое  $Z$  материал его фоновой защиты — как правило, свинец ( $E_K = 72$  кэВ), так что в аппаратурном спектре обычно есть пик, соответствующий  $E_{\text{погл}} \approx 72$  кэВ.

Для снижения интенсивности этого излучения используется набор экранов. Защитный экран из свинца обычно облицовывается несколькими слоями из материалов, атомные номера которых убывают в направлении кристалла. Такое расположение позволяет существенно уменьшить долю характеристического излучения защиты, попадающего в чувствительный объем детектора, так как материалы, расположенные ближе к детектору, имеют большое сечение поглощения флюоресцентного излучения от предшествующего материала и малое сечение взаимодействия с первичным излучением. Так как основным процессом взаимодействия  $\gamma$ -квантов в органическом кристалле является комптон-эффект, то АФЛ спектрометра с таким кристаллом представляет собой непрерывное распределение с небольшим ПДВ, если  $E_\gamma \gtrsim 3 \div 4$  МэВ (рис. 1.30).

Из рассмотрения АФЛ спектрометра энергии  $\gamma$ -излучения можно сделать следующие выводы: различным искажениям наименее подвержена жесткая часть аппаратурного спектра, а в ней — ППП; по ППП можно получить наиболее точную информацию о характеристиках исследуемого излучения; при конструировании спектрометров необходимо максимально заботиться о полном поглощении энергии частицы в чувствительном объеме детектора или принимать меры, исключающие регистрацию событий, связанных с неполным поглощением.

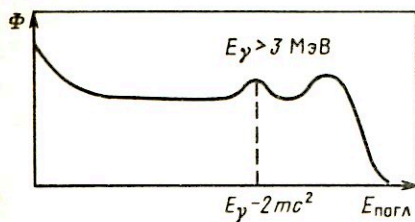


Рис. 1.30. АФЛ спектрометра энергии  $\gamma$ -излучения с органическим сцинтилятором

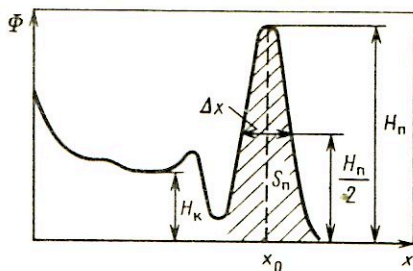


Рис. 1.31. Параметры АФЛ

Основные характеристики АФЛ показаны на рис. 1.31. К ним относятся: ширина пиков  $\Delta x$ , их форма, отношение высоты пиков  $H_{\Pi}$  к высоте непрерывного распределения  $H_{\kappa}$ , площадь пика  $S_{\Pi}$  (заштрихованная область на рисунке).

Ширина пика определяет энергетическое разрешение спектрометра. Факторы, влияющие на ширину пика, будут подробно рассмотрены ниже. Форма ППП обычно аппроксимируется распределением Гаусса, нормированным на площадь этого пика  $S_{\Pi}$ :

$$\Phi(x) = [S_{\Pi}/(\sigma \sqrt{2\pi})] \exp [-(x - x_0)^2 / (2\sigma^2)], \quad (1.59)$$

где  $x_0$  — положение (максимум) пика;  $\sigma$  характеризует ширину пика. Для гауссова распределения ширина пика на половине его высоты равна  $\Delta x = 2\sqrt{2\ln 2} \approx 2,36\sigma$ . Площадь гауссиана в пределах его ширины составляет 98% от площади под всем распределением и может быть выражена через параметры распределения

$$S_{\Pi} = \sigma \sqrt{2\pi} H \approx 1,064 \Delta x H. \quad (1.60)$$

Распределение Гаусса достаточно хорошо описывает ППП лишь в его верхней части [обычно в пределах  $x_0 \pm (2 \div 3)\sigma$ ]. Левая часть пика приподнята над правой и более полого. Крылья пика более вытянуты, чем у гауссиана (т.е. имеется положительный эксцесс).

Степень отличия формы пика от гауссиана часто оценивают по отношению ширины пика на 1/10 его высоты  $\Delta x_{1/10}$  к ширине  $\Delta x_{1/2}$ . Это отношение для нормального распределения равно 1,8. Если оно не превышает двух, то приближение считается достаточно хорошим.

Следующим важным параметром АФЛ является отношение высоты пика  $H_{\Pi}$  к высоте непрерывного распределения  $H_{\kappa}$ . Для спектрометров со сцинтилляционными детекторами чаще используют отношение площади под ППП  $S_{\Pi}$  к площади под всем аппаратурным спектром  $S$ . Так как в спектрометрах энергии  $\gamma$ -излучения со сцинтилляционными и ионизационными детекторами основной вклад в ППП дает фотоэф-

фект, а в непрерывное распределение – комптоновское рассеяние  $\gamma$ -квантов в детекторе, то соотношение  $H_{\text{п}}/H_{\text{к}}$  называют отношением пик/комpton, а величина  $R = S_{\text{п}}/S$  – фотовкладом или фоточастью.

Для сравнения характеристик детекторов или спектрометров энергии  $\gamma$ -излучения параметры АФЛ обычно приводят по линии 662 кэВ  $^{137}\text{Cs}$  для спектрометров с NaI(Tl) и по линии 1333 кэВ  $^{60}\text{Co}$  для спектрометров с Ge(Li)-детекторами. Для линии 1333 кэВ высоту  $H_{\text{к}}$  определяют как среднее значение отсчетов в каналах, соответствующих поглощенной в детекторе энергии от 1040 до 1096 кэВ. Фоточасть и отношение пик/комpton зависят от размеров детектора и энергии  $\gamma$ -квантов и очень слабо от геометрии источник – детектор.

Соотношение между площадями под ППП и пиками вылета в спектрометрах энергии  $\gamma$ -излучения обусловлено энергией  $\gamma$ -квантов и объемом детектора. В спектрометре со сцинтилляционными детекторами площади под пиками вылета становятся сравнимыми с площадями под ППП при энергиях  $E_{\gamma} \geq 3,5$  МэВ. Площадь ПОВ  $S_{\text{ПОВ}}$  становится больше площади ПДВ  $S_{\text{ПДВ}}$  при размерах кристалла более 40×40 мм. Например, для кристалла NaI(Tl) размером 40×40 мм  $S_{\text{ПОВ}} \leq S_{\text{ПДВ}} \approx S_{\text{п}}$  при  $E_{\gamma} \approx 3,5$  МэВ. Для кристалла размером 100×100 мм  $S_{\text{ПОВ}} \approx S_{\text{п}} \approx 10S_{\text{ПДВ}}$  при  $E_{\gamma} \approx 7$  МэВ.

Реальный аппаратурный спектр искажается дополнительно из-за наложения сигналов и фона. Наложение сигналов от частиц, попадающих в детектор в пределах времени разрешения спектрометра и теряющих в чувствительном объеме детектора свою энергию, приводит к следующим искажениям: к общему разбросу амплитуд импульсов и, таким образом, к уширению ППП и образованию непрерывного распределения; к уменьшению числа импульсов, попадающих в определенные участки аппаратурного спектра, и в частности в ППП; к появлению в аппаратурном спектре компонент, называемых суммарными распределениями.

Различают суммирование импульсов от коррелированных во времени событий (например, при регистрации частиц, образованных в каскаде или при регистрации аннигиляционных квантов) и случайное суммирование (при одновременной регистрации частиц, статистически распределенных во времени).

При одновременном попадании двух частиц или  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$  в чувствительный объем детектора в аппаратурном спектре образуется пик, соответствующий поглощенной в детекторе энергии  $2E$  (пик суммирования), и непрерывное распределение в области  $E_{\text{погл}} < 2E$ . Так, при работе с источниками, имеющими каскадные  $\gamma$ -кванты, в аппаратурном спектре возникают пики суммирования, соответствующие поглощенной в детекторе энергии, равной сумме энергий каскадных квантов. Пики суммирования возникают также при измерениях, проводимых с позитронно-активными излучателями. В этом случае они

соответствуют поглощенной энергии  $mc^2 + mc^2/3$ ;  $E_\gamma + mc^2$ ,  $2mc^2$  и т.д. Пики суммирования от коррелированных событий, как и пики полного поглощения, хорошо аппроксимируются распределением Гаусса. Пики случайного суммирования имеют несимметричную форму и сильно вытянуты в сторону меньших амплитуд.

Очевидно, что и при отсутствии исследуемого источника спектрометр будет регистрировать космическое излучение и излучение радиоактивных нуклидов, содержащихся в элементах спектрометра и в окружающих его материалах. Это излучение называют фоновым. Для его уменьшения элементы спектрометра изготавливают из специальных материалов с низкой концентрацией радиоактивных нуклидов, а детектор окружают защитными материалами.

Для поглощения мягкой компоненты космического излучения необходимо около 10 см свинцовой защиты, жесткая компонента уменьшается в 2 раза при толщине свинцовой защиты 1 м. Космический фон составляет около 28 имп./мин на 100 см поверхности кристалла.

В спектре фонового  $\gamma$ -излучения часто присутствует линия аннигиляционного излучения с энергией 511 кэВ, образующегося за счет эффекта образования пар от жестких  $\gamma$ -квантов или позитронного излучения.

**Разрешение спектрометра.** С понятием АФЛ тесно связано понятие разрешения спектрометра по параметру  $V$ . Так, в спектрометрах энергии речь идет об энергетическом разрешении, в спектрометрах временных интервалов — о временном разрешении и т.д. Если спектр излучения содержит два значения параметра  $V$  (две линии)  $V_1$  и  $V_2$ , то разрешением  $\Delta V$  по параметру  $V$  называется минимальный интервал между линиями  $V_1$  и  $V_2$ , равный разности  $\Delta V = V_1 - V_2$ , при котором эти линии еще наблюдаются раздельно.

Легко видеть, что разрешение связано с размерами интервала, на котором АФЛ отлична от нуля, а именно оно равно полной ширине аппаратурной линии на уровне половины ее максимума (полная ширина на половине максимума — ПШПМ).

Вопросы разрешения конкретных типов спектрометров и влияющие на него факторы рассматриваются в соответствующих главах.

**Эффективность регистрации излучения спектрометром.** Рассмотрим схему типичного эксперимента, связанного с регистрацией излучения. Пусть из источника вылетают моноэнергетические частицы, которые попадают в детектор с чувствительной поверхностью  $S_d$ , расположенной на расстоянии  $R$  от источника, и регистрируются установкой (спектрометром). Пусть поток  $n$  регистрируемых спектрометром сигналов достаточно мал, так что выполняется условие  $n\tau \ll 1$ , где  $\tau$  — разрешающее время установки.

Обычно используют следующие понятия, характеризующие вероятность регистрации частиц: эффективность, светосила, избирательность, чувствительность.

Эффективность регистрации излучения спектрометром (эффективность спектрометра) — это отношение потока регистрируемых сигналов к потоку частиц, попадающих в чувствительный объем детектора:

$$\epsilon = n/\Phi_{\text{д}}, \quad (1.61)$$

где  $\Phi_{\text{д}} = \Phi \kappa \Omega$  — поток частиц, попадающих в чувствительный объем детектора;  $\Phi$  — поток частиц из источника;  $\kappa$  — коэффициент, учитывающий поглощение и рассеяние излучения на пути источник — чувствительный объем детектора (коэффициент  $\kappa$  равен отношению числа частиц, попавших в чувствительный объем детектора, к числу частиц, испущенных в его направлении);  $\Omega = \omega/(4\pi)$  — относительный телесный угол;  $\omega = S_{\text{д}}/R^2$  — телесный угол, под которым виден детектор из источника (или угол коллимации).

Эффективность  $\epsilon$  определяет вероятность получения на спектрометре сигнала при попадании частиц в чувствительный объем детектора. Она фактически определяется вероятностью взаимодействия частицы с материалом чувствительного объема детектора и вероятностью того, что это взаимодействие приводит к образованию сигнала в спектрометре. Так как последняя вероятность для многих спектрометров бывает близка к единице, то эффективность  $\epsilon$  таких спектрометров определяется, фактически, эффективностью детектора.

Вычисление эффективности спектрометра, как правило, является сложной задачей, так как требует знания углового распределения излучения, коэффициентов взаимодействия излучения с материалом детектора, характеристик электронного тракта и т.д., поэтому чаще всего  $\epsilon$  определяется экспериментально. Лишь для простой геометрии источник — детектор эффективность  $\epsilon$  можно оценить достаточно легко. Например, при исследовании узкого пучка  $\gamma$ -квантов на спектрометре со сцинтилляционным детектором толщиной  $x$  вероятность прохождения  $\gamma$ -кванта без взаимодействия через сцинтиллятор равна  $\exp[-\mu(E)x]$ , где  $\mu(E)$  — полный коэффициент ослабления  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$  в сцинтилляторе. Тогда вероятность взаимодействия будет равна  $1 - \exp[-\mu(E)x]$ . Если каждое взаимодействие приводит к образованию сигнала, который регистрируется спектрометром, то  $\epsilon \approx 1 - \exp[-\mu(E)x]$ .

Если регистрируются или обрабатываются лишь сигналы, соответствующие определенному типу взаимодействия, или в определенном диапазоне амплитуд, или соответствующие определенному участку в аппаратном спектре (например, сигналы в области пика), тогда пользуются понятием эффективности регистрации сигналов определенного типа. Например, эффективность спектрометра в пике  $\epsilon_{\text{п}}$  — это отношение потока сигналов, регистрируемых спектрометром в пике (в ППП, ПОВ и т.д.) к потоку частиц, попадающих в чувствительный объем детектора  $\epsilon_{\text{п}} = n_{\text{п}}/\Phi_{\text{д}}$ .

Через  $\epsilon$  или  $\epsilon_{\Pi}$  можно определить поток частиц, испускаемых источником:

$$\Phi = \Phi_{\text{д}} / (\kappa \Omega) = n / (\epsilon \Omega \kappa) = n_{\Pi} / (\epsilon_{\Pi} \Omega \kappa). \quad (1.62)$$

Светосила спектрометра  $L$  — это отношение потока регистрируемых спектрометром сигналов к потоку частиц, испускаемых источником:

$$L = n / \Phi.$$

Светосила спектрометра определяет вероятность того, что вылет частицы из исследуемого источника вызовет появление сигнала на выходе спектрометра.

Подставляя вместо  $\Phi$  его выражение из (1.62), получаем

$$L = n / \Phi = n \Omega \kappa / \Phi_{\text{д}} = \epsilon \Omega \kappa. \quad (1.63)$$

Величину  $\epsilon \kappa$  часто называют физической светосилой, а  $\Omega$  — геометрической светосилой. Светосила  $L$  существенно зависит от взаимного расположения источника и детектора и поглощения частиц на пути источник — чувствительный объем детектора. При  $\epsilon \approx 1$  она может полностью определяться геометрией эксперимента. То есть она в большей степени, чем  $\epsilon$ , характеризует спектрометр в целом, а не только детектор. Очевидно, что светосила зависит от энергии, и в общем виде она может быть выражена через функцию отклика спектрометра  $G(E, x)$ :

$$L(E) = \Omega \kappa(E) \epsilon(E) = \int_x G(E, x) dx. \quad (1.64)$$

Расчет светосилы чаще всего является весьма сложным. Необходимо знать угловое распределение излучения, точные размеры и положение чувствительной области, геометрию источника, коэффициенты взаимодействия излучения с материалом на пути источник — чувствительный объем детектора и в чувствительном объеме детектора и т.д. Поэтому чаще всего  $L(E)$  определяют экспериментально, по образцовым источникам. Понятие светосилы, так же как и эффективности спектрометра, часто удобно связать с регистрацией лишь определенного участка спектра, например области пика. Тогда пользуются понятием светосилы в пике  $L_{\Pi}$  (в ППП, в ПОВ и т.д.):

$$L_{\Pi} = n_{\Pi} / \Phi. \quad (1.65)$$

Светосила (или светосила в пике) является важной характеристикой спектрометра. Через нее определяется поток частиц из исследуемого источника:

$$\Phi = n / L = n_{\Pi} / L_{\Pi}. \quad (1.66)$$

Избирательность спектрометра — это отношение эффективности (или светосилы  $L$ ) спектрометра для исследуемого излучения к эффек-

тивности (или светосиле  $L_{\Phi}$ ) для сопутствующего (фонового) излучения. Хорошо сконструированный спектрометр должен иметь  $L/L_{\Phi} \gg 1$ . Например, исследовать спектры нейтронов или  $\beta$ -частиц практически всегда приходится на значительном фоне  $\gamma$ -излучения. Очевидно, что для хорошей работы такого спектрометра должны выполняться условия

$$L_n/L_{\gamma} \gg 1 \text{ или } L_{\beta}/L_{\gamma} \gg 1.$$

Чувствительность спектрометра  $\sigma$  — это отношение потока регистрируемых спектрометром сигналов к плотности потока частиц  $J_{\text{д}}$  у поверхности детектора:

$$\sigma = n/J_{\text{д}}; \quad \sigma_{\text{п}} = n_{\text{п}}/J_{\text{д}}. \quad (1.67)$$

Здесь  $J_{\text{д}} = \Phi_{\text{д}}/S_{\text{д}}$ . Чувствительность характеризует площадь входного окна детектора в спектрометре, при которой эффективность  $\epsilon$  (или  $\epsilon_{\text{п}}$ ) спектрометра равна единице:

$$\sigma = n/J_{\text{д}} = nS_{\text{д}}/\Phi_{\text{д}} = \epsilon S_{\text{д}}; \quad \sigma_{\text{п}} = \epsilon_{\text{п}} S_{\text{д}}. \quad (1.68)$$

Из очевидных соотношений можно получить связь между чувствительностью спектрометра и его светосилой:

$$\sigma = \frac{n}{\Phi_{\text{д}}} S_{\text{д}} = \frac{nS_{\text{д}} 4\pi R^2}{\Phi_{\text{д}} \mathcal{K} S_{\text{д}}} = \frac{L}{\mathcal{K}} 4\pi R^2;$$

$$L = \frac{\mathcal{K}\sigma}{4\pi R^2}; \quad L_{\text{п}} = \frac{\mathcal{K}\sigma_{\text{п}}}{4\pi R^2}. \quad (1.69)$$

Значение  $\sigma_{\text{п}}$ , измеренное в стандартных условиях ( $\sigma_{\text{п}}^{\text{СТ}}$ ), часто приводят в качестве одной из характеристик полупроводниковых детекторов (относительно  $\sigma$  и  $\sigma_{\text{д}}$  справедливы те же замечания, которые были сделаны выше относительно  $\epsilon$  и  $\epsilon_{\text{д}}$ ). Так, среди характеристик ППД, предназначенных для исследования  $\gamma$ -квантов, приводят значение  $\sigma_{\text{п}}^{\text{СТ}}$  для  $R = 25$  см при расположении источника над центром детектора. Если  $\mathcal{K} \approx 1$ , то для оценки светосилы спектрометра в стандартных условиях с таким детектором можно пользоваться выражением:  $L_{\text{п}}^{\text{СТ}} \approx \sigma_{\text{п}}^{\text{СТ}} / (7,85 \cdot 10^3)$ .

## 1.5. Метрологическое обеспечение ядерно-спектрометрических экспериментов

Одним из важнейших этапов спектрометрического эксперимента является обработка спектра. Фактически она заключается в восстановлении истинного спектра  $\Phi(V)$  по аппаратурному  $\Phi(x)$ . В наиболее общем виде задача сводится к решению уравнения (1.56), для чего



необходимо знать функцию отклика спектрометра  $G(x, V)$ . Определение функции отклика называют градуировкой (калибровкой) спектрометра. Если связь между параметрами, характеризующими излучение и сигнал, выражается через хорошо известные фундаментальные константы и величины, которые могут быть измерены в абсолютных единицах (как, например, в кристалл-дифракционных или магнитных спектрометрах), то спектр  $\Phi(V)$  может быть восстановлен в абсолютных единицах.

Однако проведение абсолютных измерений, как правило, сопряжено с большими экспериментальными трудностями и возможно лишь в узком диапазоне энергий, специфическом для каждой методики измерений. Большинство измерений проводится относительным методом, и в этом случае функция отклика  $G(x, V)$  определяется по экспериментально измеренным спектрам источников с хорошо известными характеристиками линий.

Для спектральных линий, выбираемых для сравнения, нет общепринятого названия. Используют термины — эталон, стандарт, нормаль. Наиболее подходящими представляются рекомендуемые Б.С. Желеповым термины нормаль (первого, второго, третьего порядков) и репер (нормаль четвертого порядка). При этом для нормалей энергий устанавливается следующая классификация: за нормаль первого порядка принимается линия, для которой длина волны или энергия определены с наибольшей точностью абсолютным методом; энергии (или длины волн) линий, принятых за нормали последующих порядков, сравниваются либо с энергиями (длинами волн) нормали первого порядка (для нормалей второго, третьего и четвертого порядков), либо с энергиями нормали второго порядка (для нормалей третьего и четвертого порядков) и т.д.

**Ядерно-спектрометрические нормали энергий электромагнитного излучения.** За нормаль первого порядка для электромагнитных излучений ГОСТ принят электромагнитный переход в атоме  $^{86}\text{Kr}$ , имеющий длину волны в вакууме  $\lambda_{\text{Kr}} = 605,780211$  нм (она же принята в качестве основной единицы длины, по которой определяется метр:  $1 \text{ м} = 1650763,73 \lambda_{\text{Kr}}$ ).

Энергия кванта, принятого за нормаль первого порядка, лежит в оптической области. Следовательно, главными нормальными в области рентгеновской и ядерной спектроскопии, охватывающей интервал энергий от долей килоэлектрон-вольта до 5 МэВ (при радиоактивном распаде) или до 20 МэВ (при ядерных реакциях), будут нормали второго порядка.

Длины волн в области рентгеновского и  $\gamma$ -спектров на 3–6 порядков меньше, чем  $\lambda_{\text{Kr}}$ . Поэтому сравнение длин волн для нормалей второго и первого порядков представляет серьезные экспериментальные трудности.

Наиболее просто связь между оптической и рентгеновской областями спектра можно установить путем исследования дифракционного спектра при отражении от дифракционной решетки (полированного стекла с протравленными штрихами). Для длинноволнового рентгеновского излучения ( $h\nu < 3$  кэВ) относительная погрешность измерения длин волн таким способом составляет около  $9 \cdot 10^{-6}$ . Технические трудности ограничивают точность.

Наиболее широко распространенным методом исследования коротковолнового излучения для создания нормалей является кристалл-дифракционный. В этом методе длину волны исследуемого излучения определяют из формулы (5.1), для чего измеряют брэгговский угол  $\Theta_B$  и постоянную решетки  $d$ .

Относительная погрешность измерения брэгговского угла  $\Theta_B$  доведена до  $\Delta\Theta/\Theta \leq 10^{-6}$ , постоянной решетки  $d$  (после создания в 1967–1977 гг. в США оптико-рентгеновского интерферометра) — до  $0,15 \times 10^{-6}$ ,  $\mu$  мало отличается от единицы и большой точности в его определении не требуется. Таким образом, относительная погрешность в определении длины волны  $\lambda$  доведена до  $0,9 \cdot 10^{-6}$ .

В качестве нормали второго порядка в рентгеновской области Б.С. Дзелеповым в 1974 г. предложена линия  $W\text{K}\alpha_1$  вольфрама. В 1979 г. ее длина волны измерена с точностью  $0,9 \cdot 10^{-6}$  с использованием оптико-рентгеновского интерферометра и двукристалльного спектрометра с почти идеальными кристаллами Si. Она равна  $\lambda W\text{K}\alpha_1 = (0,20901349 \pm 0,00000018) \cdot 10^{-10}$  м.

Для перехода от длины волны к энергии используется формула

$$E = hc/\lambda. \quad (1.70)$$

В настоящее время наиболее точное значение  $hc = (1,239852 \pm 0,000003 \cdot 10^{-4})$  эВ·см (относительная погрешность  $2,6 \cdot 10^{-6}$ ) и, таким образом,

$$EW\text{K}\alpha_1 = 59,31923 (18) \text{ кэВ}^*.$$

Одним из основных недостатков рентгеновских нормалей является большая естественная ширина линии  $W\text{K}\alpha_1 = 43$  эВ. Для  $K\alpha_1$ -линий тяжелых элементов аппаратная ширина прецизионных спектрометров оказывается почти на порядок меньше естественной. Другим недостатком является то, что различные изотопы элемента имеют близкие по энергиям линии, поэтому энергетический спектр от природной смеси изотопов имеет сложную структуру. Кроме того, энергии рентгеновских уровней изменяются при вступлении атомов в химическое соединение, поэтому дополнительное внимание необходимо уделять

\*Цифры в скобках означают погрешность приведенного значения, выраженную в единицах, в которых задана последняя значащая цифра.

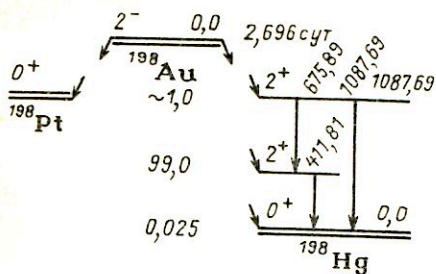


Рис. 1.32. Схема распада  $^{198}\text{Au}$

состоянию атомов. Наконец, рентгеновские нормали лежат в области до 100 кэВ, что неудобно для сравнений в области ядерных  $\gamma$ -излучений. Поэтому в последней необходимо иметь свою нормаль. В [2] показано, что в качестве такой нормали целесообразно принять  $\gamma$ -переход с энергией 411,8 кэВ ядра  $^{198}\text{Hg}$  ( $E_{\gamma}411,8^{198}\text{Hg}$ ) (рис. 1.32). К 1980 г. наиболее точные значения энергии и длины волны для этого перехода были получены с использованием оптико-рентгеновского интерферометра и почти идеальных кристаллов Si и Ge:

$$E_{\gamma}411,8^{198}\text{Hg} = (411,8044 \pm 0,0011) \text{ кэВ};$$

$$\lambda_{\gamma}411,8^{198}\text{Hg} = (3,0107788 \pm 0,0000011) \text{ нм}.$$

Гамма-спектрометр был смонтирован вблизи реактора на массивной плите, установленной на рессорах. Он термостатировался до  $0,2^{\circ}\text{C}$  и имел акустическую защиту. Столики для кристаллов имели оси, параллельные друг другу с точностью до  $1''$ . Углы поворота кристалла измерялись с относительной погрешностью  $0,4 \cdot 10^{-6}$ .

Ширина дифракционного пика была доведена до  $0,35''$ , причем на долю дефектности искусственных кристаллов приходилось не более  $0,1''$  (в то время как для естественных кристаллов мозаичность составляет около  $1''$ ). Относительная погрешность в определении указанной энергии составила  $0,37 \cdot 10^{-6}$ .

Аннигиляционное излучение  $h\nu^{\pm}$  покоящегося парапозитрония могло бы быть нормалью второго порядка, так как его энергию можно определить через значение универсальных констант с погрешностью  $2,8 \cdot 10^{-6}$ :  $h\nu^{\pm} = 511,0034 \pm 0,0014$  кэВ. Однако пока неизвестно, как создать интенсивный источник такого излучения с достаточно узкой спектральной линией (с шириной менее 10 эВ). В настоящее время ширина линии такого источника около 1 кэВ, что явно не годится для ее использования в качестве нормали.

Сейчас известно около 150 линий, энергии которых определены сравнением с нормалью первого или второго порядка с  $\Delta E < 10$  эВ при  $E_{\gamma} < 200$  кэВ и  $\Delta E/E < 5 \cdot 10^{-6}$  при  $E_{\gamma} > 200$  кэВ, которые могут быть использованы в качестве нормалей третьего порядка. Все они измерены либо на спектрометрах с двумя плоскими кристаллами с пред-

варительным измерением постоянной решетки  $d$  оптико-рентгеновским интерферометром, либо путем сравнения длин волн на спектрометрах с изогнутыми кристаллами.

Линии, измеренные с погрешностями  $\Delta E < 20$  эВ при  $E_\gamma < 200$  кэВ, а также линии, измеренные с погрешностями  $\Delta E/E < 10^{-4}$  при  $E_\gamma > 200$  кэВ, могут быть рекомендованы в качестве нормалей четвертого порядка (реперов). Энергии реперов могут быть определены сравнением с нормалью третьего порядка на спектрометрах с Ge(Li)-детекторами или на магнитных бета-спектрометрах по спектрам конверсионных электронов.

В результате быстрого улучшения характеристик ППД и многоканальных анализаторов в последние годы подавляющая часть измерений выполнена на спектрометрах с ППД. Они имеют большую светосилу и позволяют довольно легко сравнивать энергии  $\gamma$ -квантов в диапазоне от 200 до 4000 кэВ с погрешностью около 0,1%, обусловленной в основном нелинейностью, которая составляет в этом диапазоне примерно  $\pm 1$  кэВ. Для обеспечения большей точности необходима тщательная градуировка спектрометра с использованием возможно большего числа нормалей. При расстоянии между исследуемой линией и нормалью  $E_\gamma - E_n \leq 20$  кэВ достигается погрешность менее 5 эВ.

Возбужденные состояния ядер с энергией более 2,5 МэВ, доступные для ядерных реакций, редко наблюдаются в  $\beta$ -процессах. Поэтому в таком диапазоне энергий приходится иметь дело с мгновенным  $\gamma$ -излучением, а измерения проводить в непосредственной близости к реактору или ускорителю во время их работы. Имеется около 250 линий с энергией  $2 \text{ МэВ} < E_\gamma < 10 \text{ МэВ}$ , возникающих в  $(n, \gamma)$ -реакциях и измеренных с погрешностью  $\Delta E/E < 10^{-4}$ , которые могут быть рекомендованы в качестве нормалей четвертого порядка в этом диапазоне энергий.

**Энергетические нормали для  $\alpha$ -спектроскопии.** Абсолютные измерения энергии  $\alpha$ -частиц проводят на магнитных спектрометрах. К настоящему времени энергии некоторых  $\alpha$ -переходов измерены с погрешностью  $\Delta E \approx 30$  эВ ( $\Delta E/E \approx 8 \cdot 10^{-6}$ ). Энергии около 100  $\alpha$ -переходов измерены с погрешностью  $\Delta E < 1$  кэВ и свыше 300 линий с погрешностью  $\Delta E < 5$  кэВ. Все они могут использоваться в качестве энергетических нормалей для  $\alpha$ -спектроскопии.

**Реперные отношения интенсивностей  $\gamma$ -линий.** Реперные отношения интенсивностей  $\gamma$ -линий могут быть получены из анализа схем распада некоторых нуклидов.

Так, если две или несколько линий находятся в прямом каскаде (рис. 1.33, *а*) или переходы происходят при двух последовательных  $\beta$ -распадах в условиях радиоактивного равновесия (рис. 1.33, *б*), то из анализа схемы распада можно составить баланс интенсивностей для промежуточных уровней и из него с высокой точностью определить отношение интенсивностей линий. Например, если в схеме распада, изображенной на рис. 1.33, *а*, нет загрузки промежуточного уровня 2

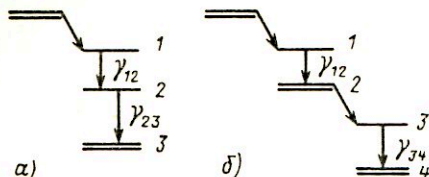


Рис. 1.33. Схема загрузки уровней:  
 а — в прямом каскаде; б — при  
 двух последовательных  $\beta$ -распадах

(ни  $\beta$ -распадом, ни дополнительным  $\gamma$ -излучением и конверсией), то баланс интенсивностей для уровня 2 равен

$$I_{\Pi 12} = I_{\Pi 23} = I_e + I_\gamma = I_{12}(1 + \alpha_{12}) = I_{23}(1 + \alpha_{23}), \quad (1.71)$$

где  $I_{ij}$  — интенсивность  $\gamma$ -квантов в  $i \rightarrow j$ -переходах;  $\alpha_{ij}$  — полный коэффициент конверсии перехода  $i \rightarrow j$ . Отсюда

$$R = I_{23}/I_{12} = (1 + \alpha_{12})/(1 + \alpha_{23}). \quad (1.72)$$

Таким образом, для определения  $I_{23}/I_{12}$  необходимо знать  $\alpha_{12}$  и  $\alpha_{23}$ , и погрешность определения относительных интенсивностей (при соблюдении перечисленных выше условий) будет обусловлена погрешностью, с которой можно определить коэффициенты конверсии. Очевидно, поэтому, что в качестве реперных необходимо отбирать переходы, у которых коэффициенты конверсии малы и могут быть определены достаточно точно. К ним относятся в первую очередь переходы с чистой мультипольностью (например, переходы типа  $1 \rightarrow 0$  или  $0 \rightarrow 1$ ). В этом случае коэффициенты конверсии могут быть достаточно точно рассчитаны теоретически (как правило, точнее, чем определены экспериментально).

В связи с этим при поиске реперных нуклидов и реперных переходов необходимо учитывать, что коэффициенты конверсии растут с увеличением  $Z$  ядра, с ростом мультипольности перехода и уменьшением  $E_\gamma$ . При  $E_\gamma$ , меньшей энергии связи на  $K$ -оболочке, конверсия происходит на следующих оболочках, коэффициенты конверсии для которых определяются со значительно меньшей точностью. Если спин и четность у обоих уровней совпадают или про них ничего неизвестно и, таким образом, не исключена  $E0$ -компонента в переходе, то ситуация может быть особенно неблагоприятной, так как  $\alpha_{E0} \rightarrow \infty$ .

Очевидно, что интенсивности реперных переходов должны быть достаточно велики, чтобы обеспечить необходимую статистическую точность обработки экспериментальных спектров.

Необходимо также иметь в виду, что практически не существует схем распада, для которых выполнялось бы жесткое условие отсутствия загрузки промежуточного уровня. В то же время не всегда можно обнаружить слабую  $\beta$ -компоненту, загружающую промежуточный уровень (например, на фоне более жесткой  $\beta$ -линии на основное состоя-

Таблица 1.3. Реперные отношения интенсивностей

Источник	$T_{1/2}$	$E_{\gamma_1}$ , кэВ	$E_{\gamma_2}$ , кэВ	$I_{\gamma_1}/I_{\gamma_2}$
Натрий-24	15,0 ч	2753,99	1368,56	0,99944
Кобальт-60	5,26 года	1173,24	1332,50	0,9991
Иттрий-88	106,6 сут	898,04	1836,01	0,9912

Таблица 1.4. Характеристики ОСГИ

Источник	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}$ или $KX$ , кэВ	$I_{\gamma}$ , $KX$ ; квант/расп.
Америций-241	432,9 года	26,35	0,024
Кобальт-57	271,5 сут	59,54	0,359
		14,41	0,096
		122,06	0,853
Церий-139	137,6 сут	136,47	0,108
		34,0 ( $KX$ )	0,794
Ртуть-203	46,7 сут	165,85	0,800
		73 ( $KX$ )	0,125
Олово-113	115,2 сут	279,19	0,816
		25,0 ( $KX$ )	0,966
Цезий-137	30,2 года	391,69	0,644
		32,0 ( $KX$ )	0,070
Марганец-54	312,5 сут	661,64	0,851
		834,83	1,00
Цинк-65	245,7 сут	1115,52	0,506
Натрий-22	2,6 года	1274,51	1,00

ние), или слабый переход, заселяющий промежуточный уровень и находящийся по энергии вблизи более интенсивной линии. Поэтому необходимо оценивать возможный вклад в погрешность реперных отношений интенсивностей слабых  $\beta$ - или  $\gamma$ -линий.

Имеется несколько десятков отношений интенсивностей линий, рассчитанных с погрешностью  $\Delta I/I < 10^{-2}$ , которые могут быть использованы в качестве реперных. В табл. 1.3 приведены характеристики трех, наиболее широко используемых нуклидов.

**Образцовые спектрометрические источники.** Имеется целый ряд нуклидов с достаточно простой схемой распада, так что их активность в источнике, а также абсолютная интенсивность частиц или  $\gamma$ -квантов из источника можно определить с хорошей точностью. Из таких нуклидов составляют наборы образцовых спектрометрических  $\gamma$ -источников (ОСГИ),  $\alpha$ -источников (ОСАИ), источников конверсионных электронов (ОСИКЭ) и др. В табл. 1.4 приведены характеристики нукли-

дов из набора ОСГИ, выпускаемых в нашей стране. Абсолютные интенсивности  $\gamma$ -квантов в этих наборах определены с погрешностью  $\Delta I_\gamma/I_\gamma$  около 3%.

**Градуировка спектрометра.** При исследовании дискретных спектров градуировка спектрометра обычно заключается в установлении двух функциональных зависимостей: 1) зависимости между параметром  $V$ , характеризующим сигнал на выходе спектрометра, и параметром  $x$ , характеризующим излучение:  $x = f(V)$  — градуировка по параметру  $x$  (по энергии, по интервалу времени, углу и т.д.); 2) зависимости светосилы  $L$  спектрометра от параметра  $x$ :  $L = L(x)$  — градуировка по светосиле  $L$  (вместо термина "светосила" иногда употребляют также термины "эффективность" или "спектральная чувствительность").

Рассмотрим методику градуировки на примере спектрометра энергии со сцинтилляционным или ионизационным детектором. Спектрометр в этом случае градуируется по энергии и светосиле. Градуировка по энергии заключается в установлении зависимости между амплитудой импульса  $V$  на выходе спектрометра (фактически номером канала анализатора  $n$ , в который попадает импульс с амплитудой  $V$ ) и энергией частицы  $E$ .

Наиболее точно связь амплитуда сигнала — энергия частицы может быть установлена в этих спектрометрах по положению пика — чаще всего пика полного поглощения (методы определения положения пика изложены в § 10.1). Положению пика  $n_0$  и ставится в соответствие энергия частицы  $E$ . Градуировка спектрометра по энергии заключается, таким образом, в определении положений пиков  $n_{0i}$  для различных энергий частиц  $E_i$ . Практически поступают следующим образом.

В условиях, идентичных условиям основного эксперимента, снимают спектры излучения нуклидов с хорошо известными энергиями линий — реперов или нормалей энергий. Количество используемых линий  $m$  определяется требуемой точностью градуировки. Далее определяют положения  $n_{0i}$  ( $i = 1, 2, \dots, m$ ) пиков полного поглощения. Полученные экспериментальные точки  $E_i, n_{0i}$  наносятся на график и аппроксимируются подходящей функцией (подробнее об этом см. гл. 10).

После градуировки следует провести проверку энергетической шкалы спектрометра. Для этого можно использовать методы внутренней проверки. В спектрометрах  $\gamma$ -излучения можно, например, использовать правило Ритца для каскадных переходов или пики в аппаратурном спектре, расстояние между которыми в энергетических единицах хорошо известно.

В первом случае снимают спектр нуклида с каскадным переходом (см. гл. 8) и по имеющейся градуировочной кривой определяют полученные значения энергий  $E_1, E_2, E_3$ . С доверительной вероятностью 0,95 при этом должно выполняться условие:  $E_3 - (E_2 + E_1) <$

$< 2\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2}$ , где  $\sigma_i$  — среднеквадратическая погрешность определения  $E_i$  в данной калибровке.

Хорошо известными можно считать, например, расстояния между ПОВ и ПДВ, соответствующими поглощенной энергии  $E_\gamma - mc^2$  и  $E_\gamma - 2mc^2$ , а также между пиками суммирования, соответствующими поглощенной энергии  $E_\gamma + mc^2$ ,  $E_\gamma + 2mc^2$  — для нуклидов с каскадным переходом ( $\beta^+ \rightarrow \gamma$ ).

На спектрометре, проградуированном по энергии, можно проводить измерения энергии частиц. Зная энергию частиц и массу атома, возникшего после вылета частицы, можно определить энергию перехода по формуле (1.18). Зная только энергии переходов, уже можно сделать определенное предположение о схеме энергетических уровней ядра (см. гл. 8).

Градуировка спектрометра энергии по светосиле заключается в установлении зависимости светосилы или светосилы в пике от энергии частиц:  $L = L(E)$  или  $L_\Pi = L_\Pi(E)$ . Эти зависимости называют также кривыми спектральной чувствительности спектрометра.

Функции  $L(E)$  или  $L_\Pi(E)$  могут быть рассчитаны или определены экспериментально. В первом случае, при хорошо известной геометрии эксперимента, рассчитываются поглощение и рассеяние частиц на пути источник — чувствительный объем детектора  $\mathcal{K}$ , относительный телесный угол  $\Omega$  и эффективность спектрометра  $\epsilon$ . Если спектрометр градуируется по светосиле в пике, то дополнительно экспериментально находится доля сигналов, регистрируемых в пике (для спектрометров  $\gamma$ -излучения — фотовклад  $R = S_\Pi/S$ ).

Однако не всегда достаточно точно можно определить геометрию эксперимента (как, например, в спектрометрах с ППД) и константы взаимодействия излучения с веществом детектора и с материалами на пути источник — чувствительный объем детектора. Поэтому точность расчетов, как правило, не превышает 5%, расчеты сложны и калибровку чаще всего проводят экспериментально. Следует также подчеркнуть, что пользоваться зависимостями  $L(E)$  или  $L_\Pi(E)$  из литературы фактически нельзя, так как они существенно зависят от особенностей конкретной установки и конкретных условий эксперимента.

При экспериментальной градуировке светосилу определяют из соотношений (1.63), (1.65) для достаточно большого числа линий, равномерно перекрывающих градуируемый диапазон энергий. Для этого используют источники с хорошо известными абсолютными или относительными интенсивностями частиц — образцовые источники или источники с реперными отношениями интенсивностей линий.

При использовании образцовых источников (табл. 1.4) поток частиц с энергией  $E_i$ , вылетающих из источника, определяется из соотношения

$$\Phi_i = A_i I_i = A_0 \exp[-\lambda(t - t_0)] I_i, \quad (1.73)$$



где  $A_0, A_t$  — активность нуклида в источнике на время аттестации и время измерения  $t$  соответственно [расп./с];  $I_i$  — выход частиц (интенсивность линии) с энергией  $E_i$  [част./расп.]. Поток сигналов  $n_i$  или  $n_{\pi i}$  от частиц с энергией  $E_i$  определяют по площади всего спектра  $S_i$  или по площади пика  $S_{\pi i}$ :

$$n_i = S_i / \tau_{\text{ж}}; \quad n_{\pi i} = S_{\pi i} / \tau_{\text{ж}}, \quad (1.74)$$

где  $\tau_{\text{ж}}$  — длительность измерения по живому времени для  $i$ -й линии.

Таким образом, светосила спектрометра для частиц с энергией  $E_i$ :

$$L_i = n_i / \Phi_i = S_i / \{ A_0 \exp[-\lambda(t - t_0)] I_i \tau_{\text{ж}} \}; \quad (1.75)$$

$$L_{\pi i} = n_{\pi i} / \Phi_i = S_{\pi i} / \{ A_0 \exp[-\lambda(t - t_0)] I_i \tau_{\text{ж}} \}. \quad (1.76)$$

Градуировку спектрометров энергии  $\gamma$ -излучения в диапазоне  $E_{\gamma} \leq 3 \div 4$  МэВ проводят по светосиле в пике полного поглощения. При больших энергиях пики вылета могут иметь большие площади, и тогда становится более целесообразной градуировка по пикам вылета.

Метод градуировки по образцовым источникам наиболее трудоемок (тщательная градуировка по 20 источникам может занимать более недели). Он требует наличия достаточно "свежих" источников с хорошо известной активностью  $A_0$  (в лучшем случае она известна с погрешностью около  $10^{-2}$ ). Одним из недостатков метода, ухудшающим его точность, является необходимость знания выходов частиц  $I_i$ , которые известны с разной точностью. Дополнительная погрешность может возникнуть из-за разной точности определения  $S_{\pi i}$  для различных линий, погрешности в определении  $\tau_{\text{ж}}$  и неидентичности геометрии при измерении разных источников.

Отмеченные погрешности могут быть сведены к минимуму при относительной градуировке с источниками, имеющими две-три линии с хорошо известными относительными выходами  $I_i/I_j$ . При градуировке спектрометра энергии  $\gamma$ -излучения для этих целей лучше использовать нуклиды с каскадными переходами (табл. 1.3), для которых отношение  $I_i/I_j$  определяется наиболее точно (см. выше).

В этом случае после обработки аппаратурного спектра одного из таких нуклидов определяют относительные значения  $L_{\pi}$  для линий

$$\frac{L_{\pi i}}{L_{\pi j}} = \frac{S_{\pi i} A_t I_j \tau_{\text{ж}}}{S_{\pi j} A_t I_i \tau_{\text{ж}}} = \frac{S_{\pi i}}{S_{\pi j}} \frac{I_j}{I_i}. \quad (1.77)$$

Таким образом, в погрешность определения  $L_{\pi i}/L_{\pi j}$  не входят погрешности, связанные с  $A_0, \tau_{\text{ж}}$  и геометрией.

Далее строят градуировочную кривую в относительном масштабе (можно принять одно из значений, например  $L_{\pi j}$ , за единицу) и проводят последовательно экстраполяцию или интерполяцию на линии ос-

Таблица 1.5. Относительные интенсивности  $\gamma$ -излучения  $^{226}\text{Ra}$  в равновесии с продуктами его распада и  $^{152}\text{Sm} \leftarrow ^{152}\text{Eu} \rightarrow ^{152}\text{Gd}$

$^{226}\text{Ra}$ ( $T_{1/2} = 1602$ года)		$^{152}\text{Sm} \leftarrow ^{152}\text{Eu} \rightarrow ^{152}\text{Gd}$ ( $T_{1/2} = 13,3$ года)	
$E_{\gamma}^*$ , кэВ	$I_{\gamma}^{\text{отн}}$ , %	$E_{\gamma}^*$ , кэВ	$I_{\gamma}^{\text{отн}}$ , %
242,0	17,1	121,8	140
295,2	43,5	244,7	36,9
351,9	82,3	344,3	134
609,3	100	411,1	11,2
768,4	10,3	444,0	15,5
1120,3	32,4	778,9	61,8
1238,1	12,8	867,4	20,2
1764,5	34,7	964,0	69,5
2204,1	10,8	1055,8	48,2
—	—	1112,1	64,6
—	—	1408,0	100,0

\* В таблице приведены лишь те линии, относительная интенсивность которых более 10 %.

тальных источников. Нормировка на абсолютные значения может быть проведена по одной линии образцового источника с хорошо известными характеристиками.

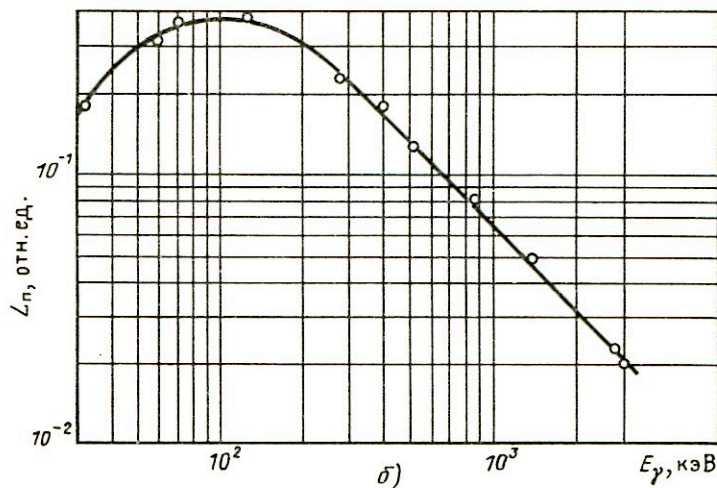
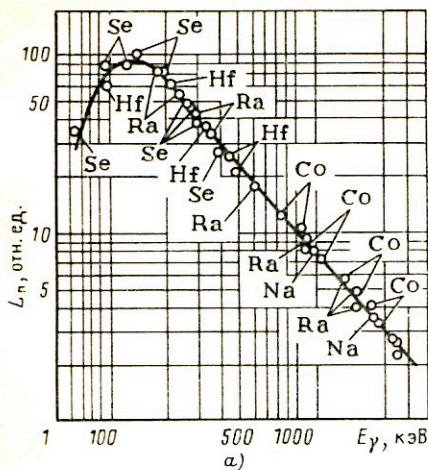
Наиболее быстрым является метод относительной градуировки по источникам с большим числом линий (табл. 1.5). Здесь также исключены погрешности, связанные с  $A_0$ ,  $\tau_{\text{ж}}$  и геометрией. Результаты в этом случае могут быть получены в одном эксперименте, после которого можно снять спектр одного образцового источника для нормировки на абсолютные значения светосилы. Дополнительные погрешности в этом случае возникают при определении площадей пиков  $S_{\text{Pi}}$ ; за счет увеличения у них фонового пьедестала, связанного с комптоновским рассеянием более жестких квантов и возможного неполного разрешения с соседними линиями.

В табл. 1.5 приведены основные характеристики двух наиболее широко используемых источников  $^{226}\text{Ra}$  и  $^{152}\text{Eu}$  с большим числом  $\gamma$ -переходов, относительные интенсивности линий в которых измерены со средней погрешностью около  $3 \cdot 10^{-2}$ . В настоящее время с такой погрешностью измерено несколько сот линий.

После проведения измерений, коррекции аппаратного спектра на искажения (регистрацию фонового излучения, суммирование импульсов, образование пиков от вторичного излучения и т.д.), его обработки и проведения расчетов по соотношениям (1.75), (1.76) полу-

Рис. 1.34. Светосила в ППП спектрометра энергии  $\gamma$ -излучения:

$a$  — с Ge(Li)-детектором объемом  $45 \text{ см}^3$ ;  $b$  — с кристаллом NaI(Tl) размером  $63 \times 63 \text{ мм}$



чают экспериментальные точки  $(E_i, L_i)$  или  $(E_i, L_{\Pi i})$ , которые наносятся на график и аппроксимируются подходящей функцией.

Вид градуировочных кривых для спектрометров энергии  $\gamma$ -излучения с полупроводниковыми и сцинтилляционными детекторами показан на рис. 1.34. Для аппроксимации экспериментальных точек для таких кривых чаще всего используют два полинома вида

$$\ln L_{\Pi i} = \sum C_n (\ln E)^n \quad (1.78)$$

с дополнительными условиями на границе (в области максимума кривой при  $E \sim 100 \div 300 \text{ кэВ}$ ). В жесткой части этой кривой (при  $E >$